

Digitized by the Internet Archive
in 2025

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker, München – Fr. Kossmat, Leipzig
F. Linke, Frankfurt a. M. – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen

XI. Jahrgang 1935

Mit 195 Figuren im Text und 7 Tafeln

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED
Berkeley Square House, London, W. 1

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben von
Geophysikalisches Institut
der Universität Göttingen

Herausgeber: Prof. Dr. G. B. Scharbert, Göttingen
Verlag: Göttingen, 1935

XL Jahrgang 1935

Verlag: Vieweg & Sohn, Braunschweig

First reprinting, 1966, Johnson Reprint Corporation

Printed in West Germany
Elektra, Frankfurt a. M./Höchst

Beitrag zur Frage der Eigenschwingungen einzelner Teile des Erdkörpers

Von **Richard Schumann**, Wien — (Mit 4 Abbildungen)

Wegen der Beweglichkeit der Teile des Erdkörpers kann die Annahme einer „Drehachse der starren Erde“ nicht aufrecht erhalten werden. Es wird die Frage nach „Eigenschwingungen“ einzelner Teile der Erde aufgeworfen; aus einer Näherungsrechnung P. Fillungers ergäbe sich als Eigenschwingung eines Blockes von den Ausmaßen des Tibetanischen Hochlandes etwa 1^h. — Es wird empfohlen, auf geeigneten Stationen schärfste Bestimmungen sowohl der Polhöhen als auch der geographischen Längendifferenzen gleichzeitig auszuführen.

1. In der neueren Literatur findet man zahlreiche Aufsätze, die von Beweglichkeit nicht nur innerhalb der *Erdkruste*, sondern überhaupt von relativer Bewegung teils größerer, teils kleinerer Teile des *Erdkörpers* handeln. Ebbe und Flut, mit ihrer täglichen Periodizität besteht bekanntlich auch auf dem Festlande. Lokale oder regionale Bewegungen sind teils erkannt, teils werden sie angenommen. Erschütterungen pflanzen sich gesetzmäßig, wellenförmig fort, Eintreffen und Wiederkehren werden gemessen; die Erschütterungen lassen sich harmonisch zerlegen, sie werden sogar zu Mutungen benutzt. Es ist wohl einigermaßen erstaunlich, daß der so verwickelt gebaute Erdkörper sich nach Art eines abgestimmten Instrumentes verhält, trotz des überreichen Wechsels in der Zusammensetzung aus Massen, die nach Größe und Gestalt, chemisch und physikalisch so verschieden sind.

2. Die Theorie hat begonnen, sich mit dem Übergang vom starren zu dem in sich beweglichen Erdkörper zu beschäftigen. Aus einem Aufsatz*) von A. Bili-mović (Belgrad) seien die folgenden wichtigen Stellen wiedergegeben:

„Der scheinbar so einfache Begriff der Erdachse erweist sich nach eingehender Untersuchung als sehr verwickelt, insbesondere wenn man ihn logisch folgerichtig festzulegen wünscht. In den folgenden Zeilen soll eine Analyse dieses Begriffes versucht werden. Der strenge Begriff einer Drehachse für einen gegebenen Zeitpunkt gilt nur für ein absolut unveränderliches System oder für einen starren Körper. Sobald wir daher die Annahme, daß die Erde in ihrer Gänze ein starrer

*) Über den Begriff der Erdachse. Gerlands Beitr. 33, 181–185. Leipzig 1931.

Körper sei, oder, wenn sie nicht starr ist, daß sie sich ohne Änderung der wechselseitigen Lage ihrer einzelnen Teile bewege, fallen lassen, verliert der strenge Begriff der Drehachse für sie seine Gültigkeit. Nehmen wir nun einen Gegenstand an, der sich gegen die im übrigen starre Erde bewegt, so kann von einer Drehachse dieses Systems im engeren, gewöhnlichen Sinne dieses Wortes nicht mehr die Rede sein, denn die theoretische Mechanik kennt nicht den Begriff der Drehung für ein materielles System, bestehend aus mindestens zwei starren Körpern, welche beide ihre eigene Bewegung und ihre eigene Drehachse besitzen.

Es ist einleuchtend, daß jenes gewöhnlich angewandte Verfahren, nach welchem die unbedeutenden Änderungen der wechselseitigen Lagen der Erdmassen vernachlässigt werden, als ein Näherungsverfahren betrachtet werden muß. Aber unbeachtet der logischen Mängel dieses Verfahrens ist für eine genauere Untersuchung der Erdbewegung diese Annahme ungenügend. Wir müssen die Erde als ein veränderliches System betrachten, und für ein solches gilt — wie schon erwähnt — der gewöhnliche Begriff einer Drehachse nicht.

Auch die Ergebnisse der Beobachtungen können prinzipiell das Problem nicht lösen. Jede Beobachtung wird lokal vorgenommen, und sie führt für ein veränderliches System zum Begriff der lokalen Drehachse. Die beim Vergleich der verschiedenen Lagen dieser Achsen für einen kurzen Zeitraum sich ergebende Abweichung wird gewöhnlich durch die Änderung der Lage der „wahren“ Drehachse der Erde erklärt und offenbart sich in der Veränderung der geographischen Breiten (z. B. Potsdam—Honolulu); aber diese Erklärung erfaßt weder theoretisch noch praktisch die Erscheinungen in ihrer Gänze. Noch verwickelter wird die Sache im Falle großer Zeiträume, wo nicht nur die Verschiebung der Kontinente, sondern auch ihre Bildung und im allgemeinen tiefgreifende Änderungen der Erde, die Zulässigkeit, diese als ein System zu betrachten, das in jedem Augenblick eine einzige Drehachse besitzt, in Frage stellen.“

S. 185: „Die angeführten Achsen — die lokale Achse, die geometrische oder Figurenachse der Erde, die Trägheitsachse, die kinematische und die dynamische Achse — umfassen größtenteils jene Geraden, welche in der Geophysik eine Rolle spielen. Alle angeführten Achsen liegen sehr nahe beieinander, deshalb decken sie sich in der ersten Annäherung, sind aber tatsächlich alle verschieden, und ihre gegenseitige Lage ändert sich in verhältnismäßig kleinen Zeiträumen, wie es die Ergebnisse der heutigen Beobachtungen bezeugen.“

3. Als Größenordnung für die Verschiedenheit der Achsenlagen wird man, den heutigen Beobachtungen entsprechend, wohl ansetzen dürfen: 0.1". Für die Zeiträume, in denen sich die Lagen ändern, besteht allerdings ein weiterer Spielraum; es dürften zunächst in Frage kommen als Periodendauern: $\frac{1}{2}$, 1, 14, 29 Tage; 12, 14 Monate; 6, 9, 19 und mehr Jahre.

Durch die Ausführungen des Herrn Bilimović wird der seitherigen Erklärung der Polhöenschwankungen, als herrührend aus einer Bewegung der Erdachse innerhalb des Erdkörpers, zunächst die Grundlage entzogen. Skeptisch

äußerte sich in dieser Hinsicht bereits früher Herr H. Jeffreys auf S. 249*) seines bekannten Werkes „The Earth“:

„From what has been said, it will be evident that the problem of the variation of latitude remains only half resolved, the explanations of the annual portion account only roughly for its character and amplitude, and there is so far no explanation of the source of energy that maintains the 14-monthly period in spite of the damping that must exist.“

4. Die aus schwereren und leichteren, größeren und kleineren Teilen zusammengesetzte Erde wird durch den Weltraum geführt, sie rotiert und unterliegt dabei den veränderlichen Anziehungen durch Sonne und Mond. Anziehungs- und Zentrifugalkräfte wirken verschieden auf die einzelnen Teile, es entsteht mit Notwendigkeit die Frage nach deren „Eigenschwingungen“. Im Jahre 1925 regte ich Herrn Prof. Ing. P. Fillunger (Wien, Technische Hochschule) an, folgende Aufgabe**) in Angriff zu nehmen: Welche Eigenschwingungen kann ein Block von den Ausmaßen des Tibetischen Hochlandes ausführen innerhalb eines Blockes von den Ausmaßen Eurasiens?

Über diese Frage führte P. Fillunger, unter Benutzung einer bereits bekannten Lösung für ein statisches Problem eine Näherungsberechnung aus, die er mir freundlichst zur Verfügung stellte; ich gebe sie im folgenden Abschnitt 5 wieder.

5. An Stelle der Erdrinde betrachten wir zunächst eine nach allen Richtungen ins Unendliche reichende, ebene Platte. Ein Punkt ihrer Mittelebene habe die Polarkoordinaten r, φ . Bedeuten:

E den sogenannten Elastizitätsmodul des Plattenstoffs,

m die Poissonsche Elastizitätskonstante,

A eine noch näher zu bestimmende Konstante,

$\left. \begin{matrix} u \\ v \end{matrix} \right\}$ Verschiebung eines Plattenpunktes in $\left\{ \begin{matrix} \text{radialer} \\ \text{tangentialer} \end{matrix} \right\}$ Richtung,

so gelten die Gleichungen***)

$$\left. \begin{aligned} u &= + \frac{A}{2E} \cdot \frac{3m-1}{m+1} \cdot \log \text{nat } r \cdot \cos \varphi, \\ v &= - \frac{A}{2E} \cdot \left(1 + \frac{3m-1}{m+1} \cdot \log \text{nat } r \right) \cdot \sin \varphi \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

*) Erschienen 1924. Diese Skepsis wird beleuchtet durch das Motto zum Abschnitt XV, „The Variation of Latitude“

„What is the use of the axis of the earth?“ —

„Parturiunt montes, nascetur ridiculus mus.“

**) Ähnliche Aufgaben für kleinere Ausmaße werden von der Technik studiert: Schwingungen an Gebäuden durch die Massen bewegter Maschinenteile, durch Motorzüge u. ä.

***) Love-Timpe: Lehrbuch der Elastizität. Leipzig 1907. S. 248. Die Cartesischen Koordinaten und Laméschen Elastizitätskonstanten sind hier in Polarkoordinaten und die Konstanten E und m umgewandelt, wodurch einfachere Ausdrücke entstehen.

Die Verschiebung ist im Endlichen überall stetig mit Ausnahme des Punktes $r = 0$. Dann sind die radiale und die tangentielle Dehnung, sowie die Schubverzerrung gegeben durch*)

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= \frac{\partial u}{\partial r} = + \frac{A}{2E} \cdot \frac{3m-1}{m+1} \cdot \frac{\cos \varphi}{r}, \\ \varepsilon_{\varphi\varphi} &= \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{u}{r} = - \frac{A}{2E} \cdot \frac{\cos \varphi}{r}, \\ \varepsilon_{r\varphi} &= \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial \varphi} = - \frac{A}{E} \cdot \frac{m-1}{m+1} \cdot \frac{\sin \varphi}{r} \end{aligned} \right\} \dots \dots (2)$$

Bildet man hieraus die Ausdrücke für die radiale und die tangentielle Normalspannung und die Schubspannung, so ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{E \cdot m^2}{m^2 - 1} \cdot \left(\varepsilon_{rr} + \frac{1}{m} \cdot \varepsilon_{\varphi\varphi} \right) = + \frac{A}{2} \cdot \frac{m(3m+1)}{(m+1)^2} \cdot \frac{\cos \varphi}{r}, \\ \sigma_t &= \frac{E \cdot m^2}{m^2 - 1} \cdot \left(\varepsilon_{\varphi\varphi} + \frac{1}{m} \cdot \varepsilon_{rr} \right) = - \frac{A}{2} \cdot \frac{m(m-1)}{(m+1)^2} \cdot \frac{\cos \varphi}{r}, \\ \tau &= \frac{E \cdot m}{2(m+1)} \cdot \varepsilon_{r\varphi} = - \frac{A}{2} \cdot \frac{m(m-1)}{(m+1)^2} \cdot \frac{\sin \varphi}{r} \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

Es läßt sich zeigen, daß die Spannungen σ_r und τ auf einer kreisförmigen Scheibe (Fig. 1) mit dem Mittelpunkt O kein Moment um O und keine Resultierende in der Richtung y besitzen. Die Resultierende in der Richtung x hingegen ergibt sich zu:

$$R_x = 2 \cdot \int_0^\pi (\sigma_r \cdot \cos \varphi - \tau \cdot \sin \varphi) d\varphi = A \cdot \frac{2\pi m^2}{(m+1)^2}.$$

Setzt man diesen Ausdruck gleich P , so wird**)

$$A = \frac{P}{2\pi} \cdot \left(\frac{m+1}{m} \right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

Mit Rücksicht auf den Faktor $\log \text{nat } r$ in Gleichung (1) schneiden wir nunmehr einen Kreisring r_1, r_2 aus der unendlichen Platte derart, daß für alle Werte $r_1 < r < r_2$ der $\log \text{nat } r$ endlich bleibt und daß sonach u und v als sehr kleine Werte angesehen werden können.

Die durch Gleichung (1) dargestellte Verschiebung kommt daher zustande, wenn eine kreisringförmige Platte mit den Halbmessern r_1 und r_2 (Fig. 2) auf ihren Rändern entsprechend (3) durch Spannungen σ_r und τ belastet wird, wobei die Resultierenden durch $+P$, bzw. $-P$ dargestellt werden. P ist auf die Einheit der Plattendicke bezogen.

*) Love-Timpe: Lehrbuch der Elastizität. Leipzig 1907. S. 66.

**) Ebenda, S. 248.

Einen Einblick in die Art der Verzerrung erhalten wir, wenn wir der betrachteten Verschiebung (1) eine Parallelverschiebung in der Richtung der negativen x -Achse überlagern, etwa vom Betrage

$$u_0 = \frac{A}{2E} \cdot \frac{3m-1}{m+1} \cdot \log \text{nat } r_2.$$

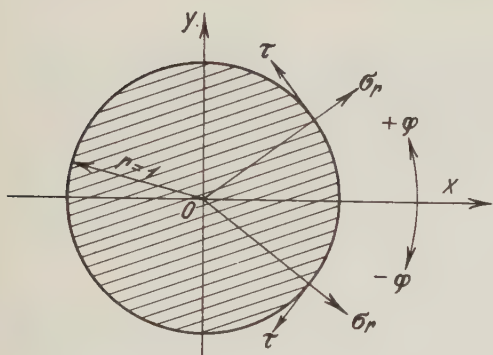


Fig. 1

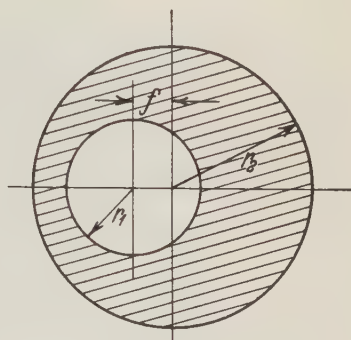


Fig. 4

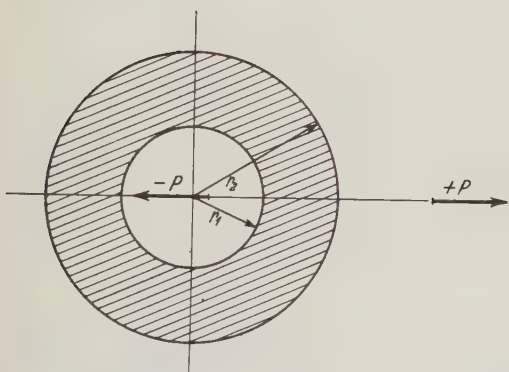


Fig. 2

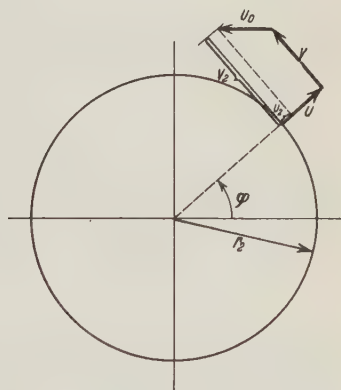


Fig. 3

Dann ist nämlich gemäß Fig. 3:

$$\begin{aligned} u_2 &= u - u_0 \cdot \cos \varphi = 0, \\ v_2 &= v + u_0 \cdot \sin \varphi = -\frac{A}{2E} \cdot \sin \varphi, \end{aligned}$$

d. h. der Kreis mit dem Halbmesser r_2 behält seine kreisförmige Gestalt vollständig, nur wandern seine Massenteilchen auf seinem Umfange um den Winkel

$$\frac{v_2}{r_2} = -\frac{A}{2Er_2} \cdot \sin \varphi = \frac{-P}{4\pi Er_2} \cdot \left(\frac{m+1}{m}\right)^2 \cdot \sin \varphi.$$

Die Rechnungen gelten nur, solange als $P/4\pi Er$ eine *sehr kleine* Zahl ist, jedenfalls nicht mehr, wenn r gegen Null abnimmt.

Durch diese Verzerrung geht die Platte nach Fig. 2 in die nach Fig. 4 über. Die Mittelpunktsentfernung ist:

$$f = \frac{P}{4\pi E} \cdot \frac{(3m-1)(m+1)}{m^2} \cdot \log \text{nat} \frac{r_2}{r_1} \dots \dots \dots (5)$$

Denken wir uns jetzt die Platte am Umfang r_2 festgehalten, unbeschadet einer Beweglichkeit nach v_2 , andererseits den Kreis mit dem Halbmesser r_1 durch eine schwere Masse M ausgefüllt und um die Strecke f aus der Mittellage gerückt, hierauf freigelassen, so werden freie Schwingungen dieser Masse eintreten. Die Platte selbst sei im Vergleich mit der Masse im Kreise r_1 als masselos vorausgesetzt.

Ist f die Beschleunigung der Masse M und nimmt man die elastische Kraft gemäß (5) an zu:

$$P = f \cdot 4\pi E \cdot \frac{m^2}{(3m-1)(m+1)} \cdot \log \text{nat} \frac{r_1}{r_2} = f \cdot c \dots \dots \dots (6)$$

so gilt für die Bewegung:

$$M \cdot \ddot{f} = -P = -f \cdot c,$$

so daß, wenn zur Zeit $t = 0$ auch $f = 0$ sein soll, folgt:

$$f = c \cdot \sin \left(t \cdot \sqrt{\frac{c}{M}} \right).$$

Die langsamste Schwingung dieses Systems von nur einem Freiheitsgrad besitzt demnach eine Schwingungsdauer:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{M}{c}} = \sqrt{\frac{\pi \cdot M}{E} \cdot \frac{(3m-1)(m+1)}{m^2} \cdot \log \text{nat} \frac{r_2}{r_1}} \dots \dots (7)$$

Will man (7) dazu benutzen, eine freilich sehr rohe Abschätzung der Schwingungsdauer jener Tangentialschwingung in der Erdrinde vorzunehmen, die zu Polhöenschwankungen führen könnte, so muß vor allem hervorgehoben werden, in welcher Weise unser einfaches mechanisches System von der Wirklichkeit abweicht.

Die Erdrinde bildet ein System von unendlich vielen Freiheitsgraden, während unser System nur einen aufweist; zudem ist unser System eben. Die mitschwingenden Plattenteile zwischen den Kreisen r_1 und r_2 sind in Wirklichkeit nicht masselos; daher müssen die elastischen Kräfte außer dem M auch diese Masse beschleunigen. Rechnet man nur mit einer Masse M innerhalb des Kreises r_1 , so erhält man nach (7) offenbar eine zu kleine, und zwar vermutlich *beträchtlich* zu kleine Schwingungsdauer. Die Konstante m hat geringen Einfluß auf T und ist bei Gestein groß anzunehmen; man kann hier $m = \infty$ setzen.

Der Modul E wird für Granit mit 129000 kg/cm^2 angegeben*); dieser Wert bezieht sich naturgemäß auf verhältnismäßig kleine, rissfreie Stücke. Für große, weite Länderstrecken überziehende Teile der Erdkruste wird man wegen der vielen Klüfte, Verwerfungen u. dgl. viel weniger, vielleicht $E = 50000$ annehmen dürfen.

Setzt man schließlich noch

$$M = r_1^2 \cdot \pi \cdot \frac{\gamma}{g}$$

mit $\gamma = 0.0033 \text{ kg/cm}^3$, $g = 981 \text{ cm sec}^{-2}$, so ergibt (7)

$$T = 0.45 \cdot 10^{-4} \cdot r_1 \cdot \sqrt{\log \text{nat} \frac{r_2}{r_1}}.$$

Wählt man, den Ausmaßen von Tibet und Eurasien annähernd entsprechend: $r_1 = 500 \text{ km}$, $r_2 = 5000 \text{ km}$, so wird

$$T = 0.34 \cdot 10^4 \text{ Sekunden} = 57 \text{ Minuten}.$$

6. Wie schon P. Fillunger andeutet, ist der Elastizitätsmodul E beträchtlicher Unsicherheit unterworfen. Mit Bezug auf die Erdkruste heben G. H. Darwin und S. S. Hough**) die „Widersprüche in dem Grade von Steifigkeit“ hervor. Im vergangenen Jahre hatte B. Gutenberg die Güte, mir unter anderem zu schreiben, daß das Problem der „elastischen Kräfte“ in der Erdkruste noch völlig im Anfangsstadium stehe***) und daß die neueren Arbeiten von R. Tomaschek vielleicht für eine etwas kleinere „Viskositätskonstante“ sprechen, als seither angenommen worden sei. E. Karrer hat kürzlich†) eine exakte Methode angegeben zur Messung der „Plastizität“ einzelner Stoffe. Zutreffender als Laboratoriumsversuche mit homogenen Stoffen sind im vorliegenden Falle vielleicht empirische Werte, die aus verwandten seismischen Vorgängen folgen. Im allgemeinen sind kleinere E , also dem Ansätze (7) nach, größere T zu erwarten. Nach P. Fillunger ist noch aus einem anderen Grunde (siehe Abschnitt 5) eine Vergrößerung von T zu erwarten.

Falls Werte nahe bei 12 oder 24^h erreicht werden, so ergibt sich wegen der Annäherung an die relativen Umlaufzeiten von Mond und Sonne die Möglichkeit von Resonanzen und sonach von Schwingungen mit größeren Amplituden††).

7. Wünschenswert ist es, wie für T , so auch für die Verschiebungen u und v eine Schätzung der Größenordnung zu gewinnen. Stellen sich dafür Beträge von einigen Metern heraus, so liegt weiter die Möglichkeit vor, eine Deutung für bisher nicht erklärte Eigenheiten in den Messungen der Polhöhenchwankung bei der

*) Siehe z. B. Hütte, 25. Aufl., S. 555.

**) Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften VI, 1, 6, S. 65.

***) Im Handb. d. Geophys. II, S. 440—564 gibt B. Gutenberg eine ausführliche Erörterung über „elastische Konstanten“ der Erde.

†) Zeitschr. f. Instrumentenkde. 52, 420 (1932).

††) Entsprechend der Annäherung an die „kritische Zahl“ bei den Mitschwingungsversuchen in der Technik.

Kettenmethode zu finden*), als: ansteigende $\Sigma \Delta \Phi$, Schlußfehler, Gruppenreduktionen mit Jahresperiode, Spiegelbildeigenschaft der Schwankungen auf zwei Periöken-Stationen usw. Den Polhöenschwankungen mit den bekannten Perioden von 12 und 14 Monaten könnten kurzperiodische Schwankungen überlagert sein, für sie würden schon Amplituden $< 0.1''$ genügen, um die oben genannten Eigenheiten: Schlußfehler und Anstiege, hervorzubringen.

Den Fig. 1 und 3 im Abschnitt 5 gemäß wären Schollenbewegungen nicht allein in der Nord-Südrichtung zu erwarten; wie bei den Polhöhen, so ist dann auch bei den Längen (und Azimuten) Veränderlichkeit möglich. Die neuesten Fortschritte im Zeitdienst und im Zeitvergleich**) eröffnen die Möglichkeit, auch diese festzustellen. Liegen, wie es bisher überwiegend der Fall ist, getrennte Stationsnetze für Breiten- und für Längenbestimmungen vor, so entsteht große Schwierigkeit, zusammengehörige Wertepaare für jede Station zu finden. Es entsteht der Wunsch, auf derselben Station sowohl laufende Polhöhenmessungen als auch laufende Längenvergleiche von größter Genauigkeit zu haben.

Unsere geodätischen wie astronomischen Messungen finden auf einer empirischen Fläche statt; so wie man bei der Bestimmung der Erd-Gestalt sich der allbekannten Forderung nach „analytischer Fortsetzung“ fügen muß, so muß man ganz Entsprechendes gelten lassen für die Bestimmung von Beweglichkeiten auf der Erd-Oberfläche. Beiden rein geodätischen Messungen (Grundlinien, Triangulation, Nivellement) wird Element an Element gelegt, während die Stationen für die astronomischen Messungen (Polhöhe, Länge, Azimut) im allgemeinen noch zu große Abstände haben, als daß man interpolieren könnte. Bei den Drehwaagemessungen wählt man das Netz über einem Flächenstück so eng, daß Gradienten und Krümmungsgrößen eindeutig und stetig von einem Waagepunkt zum anderen übergeführt werden können. Bei den relativen Schweremessungen trifft dies für die Schwerkraft selbst wie für ihre Änderung bei weitem nicht immer zu und gar manche der neueren Isogammen- oder Isanomalenpläne halten selbst einer nachsichtigen Kritik nicht stand. Eine Interpolationsformel, abgeleitet aus Messungen auf isolierten Stationen in einem beschränkten Gebiet (z. B. auch auf einem Parallel), sollte auch alle auf Zwischenpunkten angestellten Messungen gut darstellen; diese Notwendigkeit besteht auf der Erdoberfläche nicht für Punkte, die tausende von Kilometern außerhalb der Meßgebiete liegen. Beispiels-

*) Astronomische Abhandlungen als Ergänzungshefte zu den Astronomischen Nachrichten Nr. 11. Kiel 1906: Numerische Untersuchung über Polhöenschwankung und Aberrationskonstante, § 8: Die Polhöenschwankungen der sieben Aberrationssterne W. Struves. S. 18—26, insbesondere die Tabellen 36, 40, 41, 48, 44, sowie Abbildung S. 25.

**) Bulletin géodésique, Organe de la Section de Géodésie de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale; Nr. 27. S. 390—393 (1930). Annexe A: Influences saisonnières sur la détermination des longitudes, par N. Stoyko. Vorher schon wies E. Kohlschütter bei Verhandlungen der Baltischen Geodätischen Kommission darauf hin, daß bei drahtlosen Zeitvergleichen wellenförmige, über mehrere Monate reichende Unstimmigkeiten sich bemerkbar gemacht haben.

weise besteht sie nicht streng für die bekannte Interpolationsformel $x \cdot \cos \lambda + y \cdot \sin \lambda$ des 39. Parallels, auch nicht für das weitmaschige Netz der die Erde umspannenden, neueren Längenbestimmungen.

Neuerdings wurde bekanntlich von verschiedenen Seiten vorgeschlagen, die Stationen zur Bestimmung der Polhöenschwankung auch mit seismischen Instrumenten auszurüsten. Im Sinne der obigen Ausführungen über Beweglichkeit in der Erdkruste erscheint es noch wichtiger, dieselben Stationen auch in Länge schärfstens untereinander zu verbinden; eine Unstetigkeit z. B. müßte sich im allgemeinen in beiden Komponenten zugleich zeigen.

Endlich erscheint es ratsam, beim Anlegen neuer Stationen mehr als bisher seismisch ruhige Gebiete einzubeziehen; von den sechs Stationen des Internationalen Parallels liegen vier, nämlich Mizusawa, Kitab (Tschardjui), Carloforte und Ukiah auf den beiden großen Bruchzonen der Erdkruste.

Wien, Oktober 1934.

Seismische Bodenunruhe in Hamburg und örtlicher Sturm

Von E. Tams, Hamburg — (Mit 2 Abbildungen)

Es werden korrelationsanalytisch die Beziehungen zwischen einem „mikroseismischen Sturm“ vom 23. Juni 1933 und den gleichzeitig in Hamburg beobachteten, in Böen bis auf 20 bis 30 m/sec ansteigenden Windgeschwindigkeiten dargestellt. Die Untersuchung wird außer für Stundenmittel auch für Viertelstundenmittel durchgeführt und ergibt für eine bestimmte Beobachtungsreihe der Windgeschwindigkeit in rund 1½ km Entfernung nordöstlich von der Erdbebenstation für Stundenmittel einen Korrelationskoeffizienten nahe an 1 und für Viertelstundenmittel einen Koeffizienten von immerhin noch rund 2/3. Der sogenannte berichtigte Abhängigkeitskoeffizient stellt sich in diesen beiden Fällen auf 0.91 bzw. 0.41.

Über den Zusammenhang der seismischen Bodenunruhe mit den örtlichen Windverhältnissen liegt für Hamburg bereits eine von mir angeregte Untersuchung von H. Schünemann*) vor. Es konnte nach den Aufzeichnungen zweier die N—S- und die E—W-Komponente photographisch registrierender Heckerscher Horizontalpendel eine enge Beziehung zu der auf der Deutschen Seewarte in Hamburg beobachteten Windgeschwindigkeit bzw. zu dem Winddruck nachgewiesen werden. Bei der Bodenunruhe handelte es sich wesentlich um Wellen von rund 10 bis 40 sec Periode. Gemessen wurden Perioden von 11 bis 36 sec mit Amplituden bis zu 23 μ in einer Komponente. Kürzere Perioden dürften aber auch nicht gefehlt haben, sondern nur bei der kleinen Transportgeschwindigkeit der Registrierbogen (6 mm pro min) in den photographischen Linien schwerer erkennbar gewesen sein. Die sehr regelmäßig gestaltete und im allgemeinen

*) Die seismische Bodenunruhe zweiter Art in Hamburg und ihre Ursache. [Dissertation Hamburg 1931 und Zeitschr. f. Geophys. 8, 216ff. (1932)].

wohl feststellbare Bodenunruhe („erster Art“) mit Wellen von durchweg 4 bis 10 sec Periode war aber, da anderen Ursprungs, ausdrücklich außer Betracht geblieben. Für sieben „mikroseismische Stürme“ von 9 bis 33 Stunden Dauer ergaben sich auf Grund von Stundenmittelwerten zwischen der Amplitude der Bodenunruhe und der Geschwindigkeit des Windes Korrelationskoeffizienten zwischen 0.72 und 0.96 und im Durchschnitt immer noch sehr hoch 0.87 ± 0.04 wahrscheinlicher Fehler.

Es wurde nun dort die Vermutung ausgesprochen, daß der mehr oder weniger deutlich vorhandene parallele Gang zwischen der betrachteten Bodenunruhe und der örtlichen Windstärke sich noch weiter verfolgen ließe, wenn man die einzelnen Böen im Verlauf eines Sturmes zum Vergleich heranzöge, da auch die Aufzeichnungen der Bodenunruhe vielfach „böenartigen“ Charakter aufwiesen. Doch mußte damals eine solche Untersuchung mangels geeigneter Windbeobachtungen unterbleiben.

Diesen Gedanken aufnehmend habe ich jetzt die starke Bodenunruhe, welche in Verbindung mit einem schweren Sturm im Gebiet der unteren Elbe am 23. Juni 1933 hier in Hamburg auftrat, einer dahingehenden Bearbeitung unterzogen. Der Ausmessung der Bodenunruhe lagen die Aufzeichnungen des mechanisch registrierenden Wiechertschen Horizontalseismographen in der N—S- und E—W-Komponente an dem genannten Tage von 12 bis 20 h MEZ zugrunde (N—S: $V = 210$, $T_0 = 9.1$ sec, $\varepsilon = 4\frac{1}{2}$; E—W: $V = 220$, $T_0 = 10.0$ sec, $\varepsilon = 4$). Die regelmäßig gestaltete Bodenunruhe von 4 bis 10 sec Wellenperiode fehlte ganz, und die Aufzeichnungen des Wiechertschen Vertikalseismographen ($V = 220$, $T_0 = 6.2$ sec, $\varepsilon = 5$) zeigten auch im übrigen keine oder nur andeutungsweise Bodenunruhe. Es wurde wie bei dem seinerzeit angewandten Verfahren in dem achtstündigen Zeitraum in jeder Minute die Welle, welche der größten Bodenbewegung entsprach, nach Periode und Amplitude zu erfassen gesucht, sodaß insgesamt rund 1000 Wellenmessungen vorzunehmen waren. Entsprechend der Transportgeschwindigkeit der Registrierbogen von 15 mm pro Minute traten nun auch kurzperiodische Wellen (und zwar bis herab zu 2 sec) noch gut hervor; aber auch langperiodische Wellen (bis herauf zu 38 sec) waren trotz der geringen Amplitude erkennbar. Die so gewonnenen Amplituden der wirklichen Bodenbewegung wurden zunächst für jede der beiden Horizontalkomponenten getrennt nach Viertelstunden gemittelt und dann nach der Formel $A_H = \sqrt{A_N^2 + A_E^2}$ zu Viertelstundenmitteln der totalen Horizontalkomponente vereinigt. Schließlich wurden diese 32 Viertelstundenmittel noch zu 8 Stundenmitteln zusammengefaßt.

Als Unterlage für die Werte der Windgeschwindigkeit diente mir je ein Registrierstreifen des Böenschreibers nach Steffens-Hedde, der mir in dankenswerter Weise einerseits von der Deutschen Seewarte und andererseits von der Öffentlichen Wetterdienststelle in Hamburg zwecks eigener Ausmessung zur Verfügung gestellt wurde. Die Deutsche Seewarte (DS) liegt frei auf einer Höhe am Elbufer, um 1.5 km in südwestlicher Richtung von der Erdbebenstation entfernt, die Öffentliche Wetterdienststelle (ÖW) mehr im Stadtgebiet in 1.4 km

Abstand nordöstlich von der Station. Ich wertete die Aufzeichnungen unter Berücksichtigung der Eichkurven der beiden Anemographen nach *Viertelstundenmitteln* aus, was hier, sofern man eben über Stundenmittel hinaus mehr ins einzelne gehen wollte, ohne weiteres dadurch gegeben war, daß die Zeitskala nach Viertelstunden eingeteilt ist. Aus den Viertelstundenmitteln ergaben sich dann wieder die Stundenmittel.

Tabelle 1. Bodenunruhe und Windgeschwindigkeit in Hamburg am 23. Juni 1933 von 12 bis 20^h MEZ in Viertelstundenmitteln

Nr.	Zeit MEZ	T sec	A_H μ	W_1 m/sec	W_2 m/sec	Nr.	Zeit MEZ	T sec	A_H μ	W_1 m/sec	W_2 m/sec
1	12 ^h 00m—15m	3—18	0.8	11.2	5.8	17	16 ^h 00m—15m	4—35	2.3	13.0	9.0
2	15 —30	3—12	0.8	10.6	6.4	18	15 —30	3—19	1.4	12.9	8.6
3	30 —45	2—17	0.9	13.0	7.3	19	30 —45	4—25	1.4	12.9	7.8
4	45 —60	3—16	1.0	14.3	8.8	20	45 —60	2—20	1.8	12.9	8.8
5	13 ^h 00m—15m	4—16	1.3	19.3	8.7	21	17 ^h 00m—15m	2—36	1.8	14.8	10.7
6	15 —30	4—18	1.6	18.1	7.6	22	15 —30	2—35	2.0	13.1	9.7
7	30 —45	3—30	1.4	16.0	7.2	23	30 —45	3—38	2.0	14.0	8.7
8	45 —60	3—20	1.0	14.6	7.2	24	45 —60	2—32	1.9	13.7	8.9
9	14 ^h 00m—15m	2—24	1.1	16.7	7.9	25	18 ^h 00m—15m	2—24	0.9	11.1	6.8
10	15 —30	3—26	2.0	13.9	7.6	26	15 —30	2—19	1.3	11.5	6.4
11	30 —45	2—28	1.2	13.6	8.7	27	30 —45	2—25	1.3	11.3	7.1
12	45 —60	3—20	1.2	15.2	7.0	28	45 —60	2—18	1.0	11.5	6.8
13	15 ^h 00m—15m	3—26	1.2	12.5	7.8	29	19 ^h 00m—15m	2—23	0.8	10.9	6.8
14	15 —30	2—30	2.1	13.6	7.8	30	15 —30	2—20	0.9	10.1	5.7
15	30 —45	3—21	1.3	13.8	8.1	31	30 —45	2—26	0.8	9.1	6.1
16	45 —60	2—18	1.1	13.3	9.3	32	45 —60	2—18	0.7	10.3	5.7

Tabelle 2. Bodenunruhe, Windgeschwindigkeit und Windrichtung in Hamburg am 23. Juni 1933 von 12 bis 20^h MEZ in Stundenmitteln

Nr.	Zeit MEZ	T sec	A_H μ	W_1 m/sec	R	W_2 m/sec	R
1	12 ^h 00m—60m	2—18	0.9	12.3	S	7.1	S—SzW
2	13 00 —60	3—30	1.3	17.0	S	7.7	SzW—SW
3	14 00 —60	2—28	1.4	14.9	S—SzE	7.8	SW—S
4	15 00 —60	2—30	1.4	13.3	SzE—SSE	8.3	S—SzE
5	16 00 —60	2—35	1.7	12.9	SSE—SE	8.6	SzE—SSE
6	17 00 —60	2—38	1.9	13.9	SE	9.5	SSE—SE
7	18 00 —60	2—25	1.1	11.4	SE—ESE	6.8	SE—SEzE
8	19 00 —60	2—26	0.8	10.1	ESE—E	6.1	SEzE

Über die Viertelstundenmittel der Bodenunruhe A_H in μ samt dem zugehörigen Bereich der Wellenperioden T wie über die entsprechenden Mittelwerte der Windgeschwindigkeit W_1 bzw. W_2 in m/sec (W_1 nach den Beobachtungen der DS, W_2 nach denen der ÖW) gibt Tabelle 1 Auskunft. Tabelle 2 unterrichtet analog

über die Stundenmittel; hier ist zu W_1 und W_2 auch noch die mittlere Windrichtung R hinzugefügt.

Der Tabelle 2 ist zu entnehmen, daß der Wind zur Hauptsache aus südlicher Richtung wehte, in den ersten 3 Stunden gemäß den Beobachtungen der ÖW auch eine westliche Komponente hatte und dann mehr und mehr nach Osten drehte. Bemerkenswert ist nun, daß W_2 , gewiß wesentlich mit zuzufolge der weniger freien Lage der ÖW, im Durchschnitt des gesamten Zeitraums von 8 Stunden um $5\frac{1}{2}$ m/sec niedriger ist als W_1 , vor allem aber, daß das Maximum der Windstärke, welches an der DS in die Zeit von 13 bis 14^h fällt, an der ÖW erst zwischen 17 und 18^h eintritt. Das höchste Viertelstundenmittel (Tabelle 1) erreicht dabei an der DS den Betrag von 19.3 m/sec, während es sich an der ÖW nur auf 10.7 m/sec beläuft. Einzelne Böenstöße aber weisen an der DS Geschwindigkeiten von 25 bis 29 $\frac{1}{2}$ m/sec auf und steigen auch an der ÖW auf immerhin 18 bis 20 m/sec an. Nach 20^h bleibt die schon ab 18^h deutlich in Erscheinung tretende sinkende Tendenz sowohl bei der Windstärke als auch bei der Bodenunruhe weiter klar erhalten.

Die Bodenunruhe, die dem äußeren Charakter der Aufzeichnung nach bei einem feststellbaren Periodenbereich von 2 bis 38 sec das bekannte völlig unregelmäßige Aussehen zeigt, erreicht in Viertelstundenmitteln gelegentlich Amplituden von 2.0 bis 2.3 μ . Die Ausmessung einzelner Wellen führte in der N—S-Komponente in 10 von rund 500 Fällen zu Amplituden von mindestens 5 μ (davon in 4 Fällen von 10 bis 13.3 μ), in der E—W-Komponente von nicht über 3 μ . Die Bodenbewegung zeigte sich überhaupt in der E—W-Komponente (Gesamtittel 0.64 μ) durchweg merklich schwächer als in der N—S-Komponente (Gesamtittel 1.14 μ), während sich aus den früheren Untersuchungen umgekehrt auch noch bei den mikroseismischen Stürmen der zweiten Hälfte von 1914 nach der baulichen Erweiterung der Station, die eine relativ erhebliche Vergrößerung ihrer Nord- und Südfront mit sich brachte, ein Überwiegen der E—W-Komponente ergab. Doch haben sich seitdem die Verhältnisse in der nächsten Umgebung der Station dadurch nicht unerheblich geändert, daß in der anliegenden WSW—ENE orientierten Straße von drei Reihen hoher Ulmen eine Reihe gefällt und unmittelbar südwestlich ein umfangreiches und hohes, die Luftströmungen auffangendes und ablenkendes Gebäude errichtet worden ist. Außerdem handelte es sich bei der Untersuchung von Schünemann wesentlich um südwestliche bis nordwestliche, jetzt aber, wie bereits oben bemerkt, hauptsächlich um südwestliche bis südöstliche Winde, sodaß also im ganzen die Windrichtung um 90° gedreht erscheint.

So wird es denn auch zu erklären sein, daß die Korrelation zwischen dem nun herangezogenen mikroseismischen Sturm vom 23. Juni 1933 und den an der DS registrierten Windgeschwindigkeiten W_1 nur gering ist, und zwar nicht allein bei Zugrundelegung von Viertelstundenmitteln (Fig. 2), sondern auch bei Verwendung von Stundenmitteln (Fig. 1). Eine genaue Durchrechnung liefert bei Korrelierung der Stundenmittel in der üblichen Weise einen Korrelationskoeffizienten $r_{1h} = 0.49 \pm 0.21$ w. F. und bei Korrelierung der Viertelstundenmittel

Fig. 1

Zusammenhang zwischen Bodenunruhe (A_H in μ) und Windgeschwindigkeit (W_1 bzw. W_2 in m/sec) nach Stundenmitteln. (A_H = totale horizontale Komponente der Bodenbewegung nach den Registrierungen der Erdbebenstation, W_1 bzw. W_2 = Windgeschwindigkeit nach den Registrierungen der Deutschen Seewarte bzw. der Öffentlichen Wetterdienststelle in Hamburg.) Die längs der Abszisse stehenden Ordnungszahlen beziehen sich auf die aufeinanderfolgenden 8 Stunden

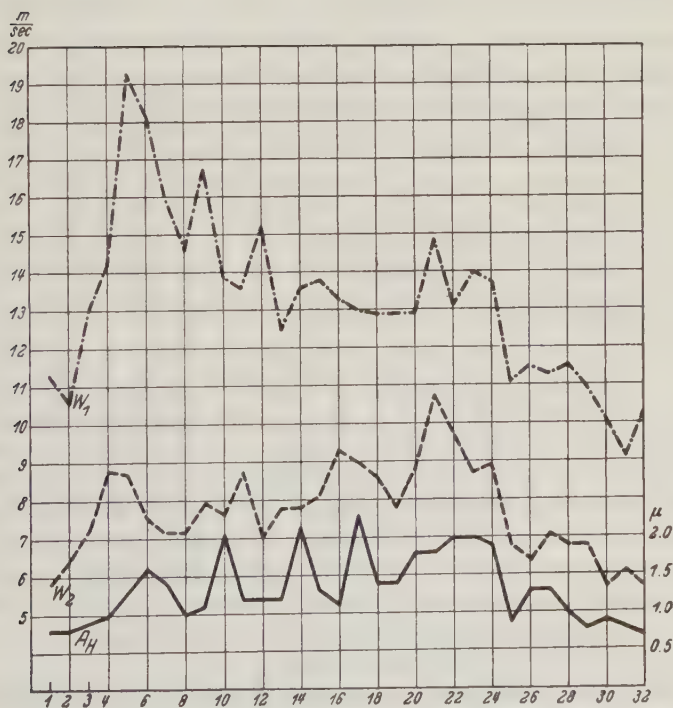
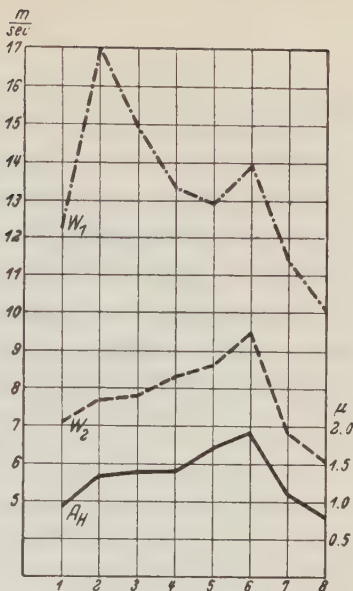


Fig. 2. Zusammenhang zwischen Bodenunruhe (A_H in μ) und Windgeschwindigkeit (W_1 bzw. W_2 in m/sec) nach Viertelstundenmitteln. (Siehe den Text unter Fig. 1.) Die längs der Abszisse stehenden Ordnungszahlen beziehen sich auf die aufeinanderfolgenden 32 Viertelstunden

$r_{1v} = 0.38 \pm 0.11$ w. F. Führt man das schärfere Maß des „berichtigten“ Korrelationskoeffizienten $\bar{r} = \sqrt{1 - \left(\frac{n-1}{n-2}\right)(1-r^2)^*}$ ein, wo n die Anzahl der korrelierten Beobachtungspaare bedeutet, in unserem Fall also 8 bzw. 32 beträgt, so ergibt sich in zufälliger Gleichheit $\bar{r}_{1h} = \bar{r}_{1v} = 0.34$, jedoch \bar{r}_{1h} mit ± 0.24 w. F. und \bar{r}_{1v} mit ± 0.11 w. F. Das Quadrat des berichtigten Korrelationskoeffizienten ist der berichtigte Abhängigkeitskoeffizient \overline{AK} , der sich demnach auf $\overline{AK}_{1hv} = 0.116$ beläuft. *Er sagt aus, daß unter der Annahme einer linearen Beziehung, auf welche unsere Berechnung gegründet ist, nur 11½% der mittleren quadrierten Variabilität der Bodenunruhe sowohl bei Viertelstundenmitteln als bei Stundenmitteln aus den Schwankungen der Windgeschwindigkeit W_1 ableitbar sind.*

Sehr viel günstiger stellt sich indessen der Sachverhalt, wenn auf die Beobachtungen W_2 an der ÖW zurückgegriffen wird, wo die Windverhältnisse denen bei der Erdbenstation offenbar recht ähnlich sind. Das lehrt ohne weiteres schon ein Blick auf den unteren Teil von Fig. 1 und 2. Korrelationsanalytisch ergibt sich das Folgende:

Bei Korrelierung von Stundenmitteln stellt sich der übliche unberichtigte Korrelationskoeffizient auf $r_{2h} = 0.96 \pm 0.02$ w. F., der berichtigte Korrelationskoeffizient aber, da der unberichtigte nur ganz wenig von 1 abweicht, natürlich auch nur um ein geringes niedriger, nämlich auf $\bar{r}_{2h} = 0.95 \pm 0.02$ w. F. Selbst nach dem berichtigten Abhängigkeitskoeffizienten $\overline{AK}_{2h} = \bar{r}_{2h}^2 = 0.90$ (genauer gerechnet 0.91) lassen sich also bei Stundenmitteln gewiß 90% der mittleren quadratischen Variabilität von A_H aus den Variationen von W_2 erklären. Die dazu gehörige lineare Regressionsgleichung lautet $A_H = -1.28 \pm 0.335 W_2$; d. h. der Schwellenwert von W_2 , der theoretisch überschritten werden muß, damit zufolge der Windgeschwindigkeit W_2 Bodenunruhe auftritt, beträgt $1.28/0.335 = 3.8$ m/sec.

Gehen wir nun wieder zu Viertelstundenmitteln über, so ergibt sich aber auch dann noch $r_{2v} = 0.66 \pm 0.07$ w. F. und $\bar{r}_{2v} = 0.64 \pm 0.07$ w. F., *sodaß dem berichtigten Abhängigkeitskoeffizienten $\overline{AK}_{2v} = 0.41$ zufolge selbst bei Viertelstundenmitteln immerhin noch 41% der mittleren quadratischen Variabilität der Bodenunruhe linear aus den Schwankungen der Windgeschwindigkeit W_2 abgeleitet werden können.* Der entsprechenden Regressionsgleichung $A_H = -0.54 + 0.24 W_2$ gemäß beläuft sich der Schwellenwert von W_2 nun auf $0.54/0.24 = 2.25$ m/sec. Dieser und der oben angegebene Schwellenwert liegen nach unten und oben nicht sehr weit ab von dem bereits von Schünemann im Mittel aus einem größeren Material gefundenen Wert von rund 2.7 m/sec.

Unter Benutzung etwa der Renardschen Beziehung zwischen Winddruck p in kg/m² und Windgeschwindigkeit v in m/sec ($p = 0.085 v^2$) noch besonders

*) Siehe H. Richter-Altschäffer: Theorie und Technik der Korrelationsanalyse. Berlin 1932.

der Verknüpfung zwischen Bodenunruhe und Winddruck nachzugehen, dürfte sich erübrigen, da in der früheren Arbeit praktisch die gleiche Korrelation wie bei der Windgeschwindigkeit gefunden worden ist.

In Ansehung der doch recht beachtlichen Korrelation, die noch für Viertelstundenmittel zwischen der an der Erdbebenstation aufgezeichneten Bodenunruhe („zweiter Art“) und der an der rund $1\frac{1}{2}$ km nordöstlich entfernt gelegenen Öffentlichen Wetterdienststelle in Hamburg beobachteten Windgeschwindigkeit besteht, erscheint der Schluß wohl berechtigt, daß sich der Zusammenhang mit der Windstärke noch viel enger herausgestellt haben würde, wenn man Windregistrierungen aus der unmittelbaren Umgebung der Erdbebenstation hätte heranziehen können.

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Erdbebenherde und Tektonik im Gebiete der Schwäbischen Alb

Von W. Hiller, Stuttgart — (Mit 1 Abbildung)

Es wird gezeigt, daß die Erdbebenherde im Gebiete der Schwäbischen Alb, soweit sie bis jetzt mit der hierfür erforderlichen Genauigkeit festgelegt werden konnten, mit der Oberflächentektonik in engem Zusammenhang stehen. Für die Schichtung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland werden vorläufige Mittelwerte mitgeteilt: d_1 = etwa 20 km und d = etwa 45 km.

Die Erdbebenstätigkeit im Gebiete der Schwäbischen Alb war in den letzten Jahren wieder ziemlich rege. Für die Mehrzahl der Beben, die in den Jahren 1928—1934 stattgefunden haben, war es möglich, die Lage des Epizentrums bis auf etwa 2 bis 3 km genau zu bestimmen. Diese Genauigkeit in der Bestimmung der Herdlage verdanken wir einmal der sehr günstigen Verteilung zahlreicher Erdbebenwarten ringsherum um das Erdbebengebiet, dann namentlich dem Umstand, daß heute die Zeitgenauigkeit an den meisten Erdbebenwarten gegenüber früher wesentlich gestiegen ist und daß außerdem einige der Nahstationen (Stuttgart, Ravensburg, Meßstetten, Zürich, Chur, Neuchâtel, Basel und Straßburg) in neuerer Zeit große Registriergeschwindigkeiten verwenden. Schließlich wurde in den letzten Jahren das makroseismische Beobachtungsnetz in Württemberg und Hohenzollern beträchtlich erweitert, so daß die makroseismischen Beobachtungen zur Bestätigung oder bei sehr schwachen Beben auch zur Ergänzung der mikroseismischen Berechnungen in wertvoller Weise herangezogen werden können.

Die eingehende Bearbeitung der einzelnen Beben, die der nachfolgenden Übersicht zugrunde liegen, habe ich bereits an anderer Stelle*) wiedergegeben;

*) Beben am 30. August 1928 in Gerlands Beitr. **22**, 103—114; die übrigen Beben im Anhang der einzelnen Jahrgänge der Jahresberichte der Württ. Erdbebenwarten 1930—1934.

außerdem erscheint im Frühjahr 1935 eine ausführliche Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse im 90. Jahrgang der Jahreshefte des Vereins für vaterländische Naturkunde in Württemberg. Zur kurzen Charakterisierung der einzelnen Beben diene folgende Übersichtstabelle.

Herdlage (in dem Übersichts- kärtchen)	Datum des Bebens	Koordinaten des Epizentrums N. E. Gr.	Herd- tiefe km	Bebenstärke*) im Epizentrum und makroseismische Reichweite	Bemerkung
1	30. VIII. 1928	48°21.2', 8°53.8'	10—20	etwa 5; 40—50 km	
2	11. XII. 1931	48°15.5', 8°54.0'	15—20**)	4—5; etwa 35 km	
3	22. XII. 1931	48°25.2', 9°21.0'	15—20	4—5; 25—30 km	
4	21. II. 1933	48°13.9', 8°57.2'	35—40	5; etwa 150 km	2 Beben im Abstand von 3 Minuten
	26. II. 1933			etwa 4; 70—80 km	
	1. III. 1933			5; etwa 150 km	
5	4. VI. 1933	48°22.5', 9°28.0'	5 (—10)	etwa 4; 6—8 km	2 Beben im Abstand von 7 Minuten
6	10. X. 1933	48°13.5', 8°59.8'	etwa 6	4—5; etwa 30 km	2 Beben im Abstand von 5 Minuten
7	30. XII. 1933	48°15.6', 8°57.3'	5—6	4—5; 20—25 km	
8	1. I. 1934	48°21.3', 9°01.5'	5—10	etwa 5; etwa 35 km	
9	17. III. 1934	48°23.5', 8°52.0'	etwa 5	4; 10—15 km	
10	24. III. 1934	48°15.3', 9°12.4'	5—10	4—5; etwa 25 km	

Diese Herdlagen 1 bis 10 der Jahre 1928—1934 wurden zusammen mit den in diesem Gebiet bisher bekannten Verwerfungen in eine Karte eingezeichnet, von der eine Verkleinerung wiedergegeben ist. Diese Karte gibt natürlich noch kein vollständiges und endgültiges Bild über die Erdbebenstätigkeit im Gebiete der Schwäbischen Alb und über die Zusammenhänge zwischen Erdbebenherden und Oberflächentektonik; dazu ist der zugrunde gelegte Zeitraum von 7 Jahren viel zu kurz. Die Beben der nächsten Jahre und Jahrzehnte — in ähnlicher Weise bearbeitet — werden dieses Bild noch in mancher Hinsicht erweitern. Immerhin können wir heute schon folgendes feststellen:

1. Das Erdbebengebiet der Schwäbischen Alb ist *ausgedehnter* als man noch bis vor wenigen Jahren allgemein angenommen hat. Nicht nur die nähere Umgebung von Ebingen kommt als Herdgebiet in Betracht, sondern *große Teile der Südwest- und der mittleren Alb*; zwei Bebenherde konnten bis jetzt sogar im Bereich der *Hechinger Voralb* nachgewiesen werden.

2. Die bis jetzt mit hinreichender Genauigkeit festgestellten *Bebenherde halten sich an zwei große Verwerfungssysteme*: Im Bereich der Südwestalb an

*) Nach der Skala von Mercal Cancani-Sieberg.

**) Bei der ursprünglichen Bearbeitung im Anhang des Jahresberichtes 1931 wurde als Herdtiefe etwa 30 bis 35 km angegeben. Ein Vergleich mit späteren Beben zeigt aber, daß dieser Wert zu groß war.

den *Hohenzollern- und Lauchertgraben**) und auf der mittleren Alb an die *Urach-Münsinger Verwerfungen*, die von A. Roll**) in den letzten Jahren aufgedeckt worden sind. Die Mehrzahl der Herde (1, 2, 4, 6 bis 9) liegt im Gebiet

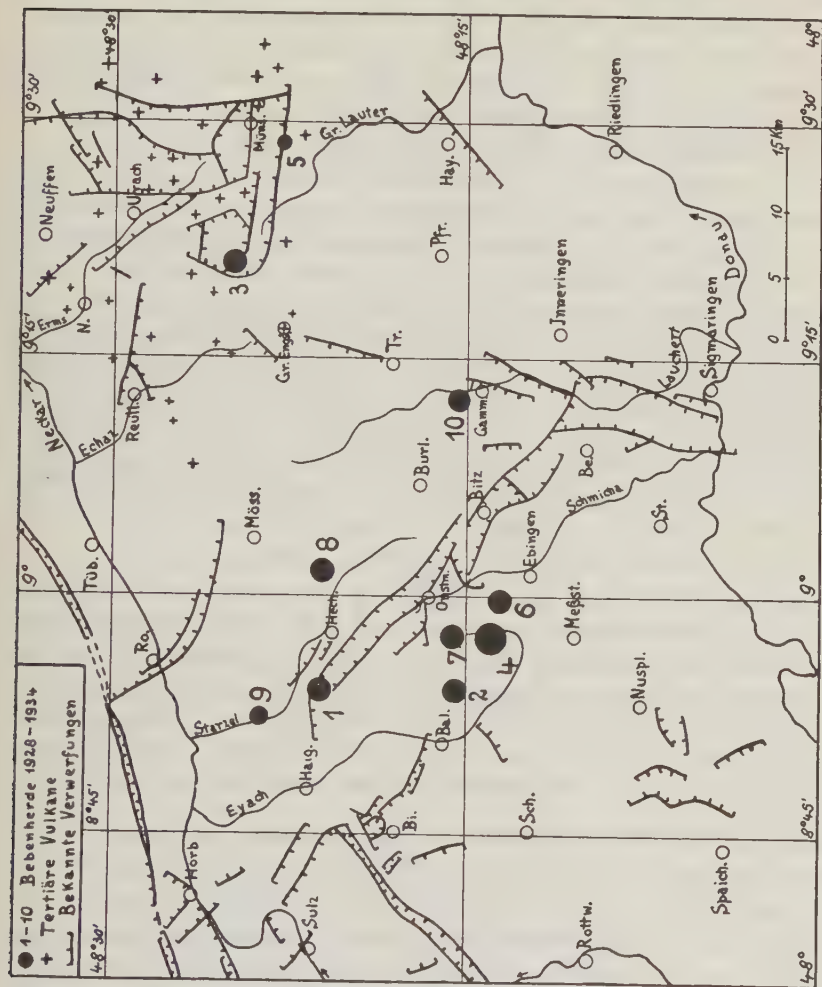


Fig. 1

Herde der Albbeben in den Jahren 1928 bis 1934 und Tektonik der mittleren und westlichen Alb

des Hohenzollerngrabens; von der Herdlage 4 sind die stärksten und meisten Beben (einige schwache Vor- und Nachbeben sind in der Übersichtstabelle nicht

*) Der Hohenzollerngraben verläuft von der Hechinger Gegend über Onstmettingen bis über Bitz hinaus, der Lauchertgraben etwa von Gammertingen bis in die Gegend von Sigmaringen.

**) A. Roll: Geologie der Albhochfläche. Jahreshefte u. Mitt. d. Oberrh. Geol. Vereins (N. F.) 23, 145—162 (1934).

aufgezählt) des betrachteten Zeitraums ausgegangen. Dieser Herdlage oder, wenn wir die Herdlagen 2, 4, 6 und 7 zusammenfassen, *dem engeren Herdgebiet im Dreieck Balingen-Ebingen-Onstmettingen* kommt auch insofern noch *eine besondere Bedeutung* zu, als von ihm sehr wahrscheinlich *die beiden mitteleuropäischen Beben am 16. November 1911 und 20. Juli 1913* und ebenso zwei stärkere Beben des Jahres 1924 (11. und 12. Dezember) ausgegangen sind*), also überhaupt alle stärkeren Albbeben der letzten 25 Jahre. Ein Herd (10) liegt am nördlichen Ende des Lauchertgrabens. Zwei Herde (8 und 5) gehören dem Uracher-Münsinger Verwerfungssystem an.

3. Die Albbeben gehen von *verschiedenen Herdtiefen* aus. Die in der Tabelle mitgeteilten Werte für die Herdtiefen der einzelnen Beben beruhen auf mikro- und makroseismischer Grundlage. Die genaue Bestimmung der Herdtiefe ist auch heute noch eine ziemlich heikle Angelegenheit; die angegebenen Werte stellen auch nur die Größenordnung der Herdtiefe dar. Wenn die Erdbebenwarte in Meßstetten vollends ausgebaut ist, wird es bei späteren Albbeben wohl möglich sein, die Herdtiefen noch genauer zu bestimmen. Nach den mitgeteilten Werten für die Herdtiefen kann man vorerst drei Haupttiefenlagen unterscheiden, von denen die Albbeben vorzugsweise ausgehen: Geringe Herdtiefe von 5 bis 10 km, wahrscheinlich näher bei 5 km; mittlere Herdtiefe von 15 bis 20 km; große Herdtiefe von 30 bis 40 km. Es liegt die Vermutung nahe, daß diese Herdtiefen mit der Schichtung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, von der nachher noch die Rede sein wird, in einem gewissen Zusammenhang stehen.

4. Über den *Herdvorgang* bei den Albbeben und damit auch über ihre wahrscheinliche Ursache läßt sich heute noch nichts Endgültiges aussagen. Die azimutale Stoß- und Zugverteilung der ersten Bodenbewegung an den umliegenden Erdbebenwarten, die für einige Beben des Jahres 1933 teilweise durchgeführt werden konnte, deutet darauf hin, daß es sich bei diesen um *Scherungsbrüche* handelt. Bei zukünftigen stärkeren Beben wird es vielleicht auch möglich sein, Rückschlüsse auf die räumliche Orientierung dieser Scherungsbrüche zu ziehen.

Aufbau der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland. Bei einigen Beben konnte aus der Zeitdifferenz zwischen der \bar{P} - und P^* -Welle bzw. der P^* - und P_n -Welle die Tiefe d_1 der Grenze zwischen granitischer und basaltischer Schicht bzw. die Tiefe d der unteren Grenze der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland berechnet werden. Da bei diesen Berechnungen von der Herdtiefe ausgegangen wird, sind die erhaltenen Werte mit entsprechender Unsicherheit behaftet.

Zur Berechnung von d_1 konnten die Zeitdifferenzen $\delta_1 = \bar{P} - P^*$ in Zürich, also auf dem Profil Schwäbische Alb—Zürich, für drei Albbeben benutzt werden. Zur Berechnung von d wurde die Zeitdifferenz $\delta = P^* - P_n$ für die beiden Albbeben am 21. Februar 1933 ebenfalls auf dem Profil Schwäbische Alb—Zürich

*) Näheres darüber in: W. Hiller: Die Erdbebentätigkeit im Gebiete der Schwäb. Alb. Jahresh. d. Vereins f. vaterländ. Naturkunde in Württemberg, 90. Jahrg., 1934.

benutzt, als Ergänzung dazu wurden noch die δ -Werte in Stuttgart für zwei Tiroler Beben, also auf dem Profil Tirol—Stuttgart, herangezogen. Gerechnet wurde nach den von B. Gutenberg im Handb. d. Geophys. IV, S. 67 und 68 angegebenen Beziehungen. Das Ergebnis ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Datum des Bebens	Profil	d km	$\delta_1 = \bar{P} - P^*$ sec	h km	d_1 km
11. XII. 1931	Alb—Zürich	104	1.0	15—20	20—22.5
22. XII. 1931	Alb—Zürich	132	2.0	15—20	20—22.5
10. X. 1933	Alb—Zürich	102	0.9	etwa 6	etwa 16
$\delta = P^* - P_n$ d					
21. II. 1933	Alb—Zürich	102	0.6	35—40	42.5—45
8. X. 1930 }	Tirol-Stuttgart	195	2.2	etwa 30	etwa 47
8. XI. 1933 }					

Als vorläufige *Mittelwerte* erhalten wir $d_1 = \text{rund } 20 \text{ km}$ und $d = \text{rund } 45 \text{ km}$. Der Wert für d_1 im nördlichen Alpenvorland ist demnach etwa doppelt so groß wie in Norddeutschland, wo er nach verschiedenen Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts Göttingen im Mittel zu etwa 10 km bestimmt wurde. Diese Zunahme in der Mächtigkeit der granitischen Schicht auf dem Profil Norddeutschland—nördliches Alpenvorland ist zweifellos reell und vom Standpunkt des isostatischen Gleichgewichts aus auch verständlich.

Eine einfache und sichere Art der Zeitmarkierung bei mechanisch registrierenden Seismographen

Von W. Hiller, Stuttgart — (Mit 1 Abbildung)

Es wird eine neue Art des Abhebens des Schreibarmes zur Zeitmarkierung beschrieben, die sehr exakte, leicht erkennbare und doch kurze Marken liefert und die außerdem den Vorteil einfacher Anbringung und Handhabung hat. Die Vorrichtung ist an verschiedenen Instrumenten der Württembergischen Erdbebenwarten angebracht worden und hat sich seit 3 Jahren auf das beste bewährt.

Bei den mechanisch registrierenden Seismographen erfolgt die minutliche Zeitmarkierung im allgemeinen auf zwei Arten: Entweder durch Abheben des Schreibarmes mittels eines darunter befindlichen Bügels, so daß in der Registrierlinie eine kurze Lücke entsteht oder durch kurzes seitliches Verrücken des Schreibarmes, so daß in der Registrierlinie eine kleine Zacke oder Nase entsteht. Die Vor- und Nachteile beider Arten seien hier kurz zusammengestellt.

Abheben des Schreibarmes mittels Bügels. Vorteil: Der Bügel kann beliebig lang gemacht werden, so daß auch bei großen Diagrammamplituden noch ein Abheben erfolgt. Nachteile: In die Minutenlücke kann ein wichtiger Einsatz

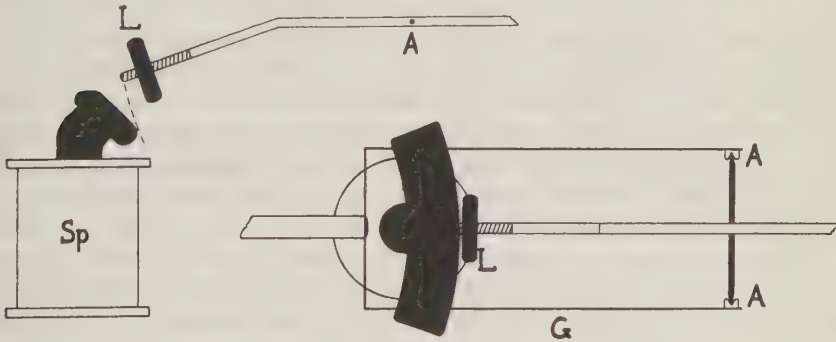
fallen und auf diese Weise für die genaue Ausmessung verloren gehen. Diese Gefahr ist um so größer, je länger die Unterbrechung dauert. Zwischen Bügel und Schreibarm muß ein kleiner Zwischenraum vorhanden sein (an manchen Warten ist dieser sogar ziemlich groß), damit die Schreibspitze auch im Falle von kleinen Exzentrizitäten der Registriertrommel nicht zeitweise ganz vom Papier abgehoben wird. Dadurch entsteht bei der Zeitmarkierung eine kleine Verzögerung. Bei kleinen Registriergeschwindigkeiten schadet dies nichts, dagegen kann dies bei Verwendung großer Registriergeschwindigkeiten (60 mm in der Minute und mehr), wo man auf $\frac{1}{10}$ Sekunde genau ausmessen will, schon störend sein. Der Schreibarm kommt im ersten Augenblick der Zeitmarkierung mit dem Bügel ganz kurz in Berührung, was aber im allgemeinen nicht schlimm ist. Schlimmer ist es, wenn der Schreibarm beim Zurückfallen auf den noch angezogenen Bügel fällt und darauf noch kurze Zeit liegen bleibt, was man häufig beobachten kann. In diesem Fall reibt der Schreibarm auf dem Bügel, die Aufzeichnung von schwachen Bewegungen kann dadurch etwas beeinträchtigt werden. Meistens wird der Schreibarm durch den Bügel ziemlich heftig und damit in der Regel viel zu hoch abgehoben. Ist der Schreibarm schwer ausbalanciert, so fällt er hart auf das Papier zurück und es entsteht nach jeder Minutenlücke ein kleiner Klecks; ist er dagegen leicht ausbalanciert, so hüpfte die Schreibspitze nach jeder Minutenlücke noch eine Zeitlang, wodurch die Unterbrechung der Registrierlinie unnötig lang wird.

Seitliches Verrücken des Schreibarmes. Vorteil: In der Registrierlinie entsteht keine Unterbrechung. Nachteile: Bei der Aufzeichnung von stärkeren Nahbeben ist es oft nicht möglich, die Marke sicher aufzufinden, da sie von den kurzperiodischen Bewegungen zu sehr überdeckt wird. Damit geht ein Hauptzweck der Minutenmarken, die Kontrolle der einzelnen Minutenlängen, verloren. Geht das Registrierwerk nicht ganz gleichmäßig, so ist eine genaue Zeitbestimmung, wie sie heute bei Analysen von Nahbebenaufzeichnungen erforderlich ist, ausgeschlossen. Die mechanische Vorrichtung zum seitlichen Verrücken des Schreibarmes setzt außerdem in manchen Fällen die Empfindlichkeit des Instruments herab.

Beim Bau der beiden Horizontalseismographen für die Erdbebenwarte in Meßstetten auf der Schwäbischen Alb lag es mir daran, eine Zeitmarkierung anzuwenden, bei der die oben genannten Nachteile nach Möglichkeit nicht vorkommen. Nach verschiedenen Versuchen ist es gelungen, *eine sehr einfache und sichere Art der Zeitmarkierung* zu finden. Da diese Art meines Wissens bis jetzt noch nirgends verwendet worden ist und da sie sich bei den Meßstettener Instrumenten seit 3 Jahren und bei den Stuttgarter Mainkapendeln seit einem halben Jahre ausnahmslos bewährt hat, möchte ich sie hier kurz beschreiben (als Ergänzung zu meinen Ausführungen in der Einleitung zum Jahresbericht 1932 der Württ. Erdbebenwarten). Die mechanische Ausführung ist so einfach, daß die Abänderung bei den meisten in Ruß schreibenden Seismographen ohne weiteres vorgenommen werden kann.

Da sich die oben genannten Nachteile, die bei der Zeitmarkierung durch seitliches Verrücken entstehen, kaum umgehen lassen, entschied ich mich für Zeitmarkierung durch Abheben der Schreibspitze. Der Nachteil der entstehenden Lücke mußte dabei allerdings in Kauf genommen werden; ich war aber dafür besorgt, die Länge dieser Lücke auf ein Minimum herabzudrücken. Hat man außerdem die Möglichkeit, für die einzelnen Komponenten die Zeitmarkierung zu verschiedenen Zeiten auszulösen, so fällt dieser Nachteil nicht mehr so sehr ins Gewicht (an der Stuttgarter Erdbebenwarte sind z. B. drei verschiedene Kontakte in Betrieb, die je um genau 5 Sekunden gegeneinander versetzt sind). Zur Vermeidung der Nachteile, die durch die Bügelabhebung entstehen, wurde der Bügel ganz entfernt und eine andere Art der Abhebung benutzt.

Der Schreibarm sitzt wie üblich in einer leicht federnden, horizontalen Gabel (*G*), leicht und doch sicher gelagert in kleinen, speziell für diesen Zweck



Ansicht von der Seite
(die Gabel *G* ist hier
nicht eingezeichnet)

Ansicht von oben

Fig. 1. Vorrichtung zum Abheben des Schreibarmes

angefertigten Achat-Hohlkonussen (*A*). Das kleine Laufgewichtchen (*L*) zum Ausbalancieren des Schreibarmes ist aus weichem Eisen hergestellt, ebenso das Gewindestück, auf dem das Laufgewichtchen durch Drehen verschiebbar ist. Die äußere Hälfte des kurzen Hebelarmes mit dem Laufgewichtchen ist absichtlich etwas nach abwärts gebogen. Unter dem Laufgewichtchen, etwas nach rückwärts, damit bei der Anziehung keine Berührung stattfinden kann, wird nun unmittelbar die Elektromagnetspule (*Sp*) angebracht, die im Zeitmarkenstromkreis liegt. Das eiserne Laufgewichtchen wird im Augenblick des Stromschlusses vom Spulenkern angezogen und damit die Schreibspitze vom Papier abgehoben. Da jede Zwischenübertragung fehlt, entsteht dabei auch keinerlei Verzögerung. Durch die Abbiegung der äußeren Hälfte des kurzen Hebelarmes wird erreicht, daß das Drehmoment des kurzen Hebelarmes beim Abheben der Schreibspitze rascher abnimmt als das des langen, geraden Hebelarmes. Dies hat zur Folge, daß der

Schreibarm bei der gleichen Kraftanwendung nicht so weit vom Papier abgehoben wird wie bei geradliniger Ausbildung des kurzen Hebelarmes. Außerdem kehrt er infolge dieser Abnahme des Drehmomentes wieder rasch in die Ruhelage zurück, die so gewählt ist, daß bei horizontaler Lage des Schreibarmes die Spitze ganz leicht auf dem Papier aufliegt. Auf diese Weise kann das störende Hüpfen der Schreibspitze nach der Minutenlücke ganz vermieden werden; ein Klecks entsteht ebenfalls nicht, da ja der Schreibarm für die horizontale Lage leicht ausbalanciert ist. Im übrigen läßt es sich bei dieser Anordnung leicht bewerkstelligen, daß die Schreibspitze vom Papier überhaupt nur ganz wenig (etwa 2 bis 3 mm, was vollauf genügt) abgehoben wird. Man kann dies entweder durch geeignete Wahl des Abstandes zwischen Spulenkern und Laufgewichtchen erreichen oder noch einfacher dadurch, daß man in den Stromkreis noch einen kleinen Regulierwiderstand (Radio-Heizwiderstand) legt. Diese Art des Abhebens hat übrigens noch den großen Vorteil, daß bei der leichten Ausbalancierung des Schreibarmes nur sehr schwache Ströme benötigt und damit die Kontakte geschont werden. Bei Verwendung einer einzigen Spule von 25 Ohm Widerstand (0.3 mm starker Kupferdraht) reicht eine Akkumulatorenzelle (2 Volt) oder zwei hintereinandergeschaltete Trockenelemente (3 Volt) vollständig aus (Stromverbrauch etwa 0.1 Amp.). Wenn man auf Verwendung von Trockenelementen angewiesen ist, wie dies bei Außenstationen gelegentlich der Fall sein kann, fällt der geringe Stromverbrauch sehr ins Gewicht; die Trockenelemente sind z. B. in Meßstetten nun schon seit $1\frac{1}{2}$ Jahren ununterbrochen in Betrieb.

Auch bei Verwendung großer Registriergeschwindigkeiten erhält man auf diese Weise wirklich befriedigende Zeitmarken. Die Spitze wird sehr exakt und doch sanft und nicht unnötig hoch abgehoben; die Unterbrechungen der Registrierlinie dauern kaum länger als die Uhrkontakte selbst.

Eine Vorsichtsmaßnahme ist allerdings zu beachten. In der Normalstellung des Schreibarmes sitzt das Laufgewichtchen senkrecht über dem Eisenkern der Spule. Bei Stromschluß wirkt nur eine Anziehungskraft in vertikaler Richtung. Anders aber ist es, wenn der Schreibarm während der Aufzeichnung eines Bebens aus dieser Mittellage herauskommt. Bei gewöhnlicher Ausbildung des Spulenkerns würden in diesem Fall während des Stromschlusses auch seitliche Kräfte auf den Schreibarm einwirken und so die Amplituden der Aufzeichnung fälschen. Da zum Abheben des Schreibarmes an und für sich nur kleine Kräfte notwendig sind, wäre diese seitliche Beeinflussung zwar nicht groß; bei größeren Amplituden käme aber das Laufgewichtchen aus dem Anziehungsbereich heraus und die Zeitmarkierung würde bei größeren Amplituden ausfallen. Um beides zu vermeiden, wurde der Spulenkern oben etwas nach vorne abgebogen und ihm noch ein doppelseitiger, horizontaler Ansatz aus Weicheisen aufgeschraubt. Dieser etwa 4 mm starke Ansatz steht nach beiden Seiten je etwa 15 bis 20 mm heraus. An seiner Vorder- und Hinterseite wurde ihm die notwendige Krümmung angefeilt, so daß beim Hin- und Herschwingen des Schreibarmes der Abstand des Laufgewichtchens vom Ansatz immer gleich bleibt. Das magnetische Feld um

den Ansatz herum bei Stromschluß in der Spule wurde mit Eisenfeilspänen untersucht. Die Kraftlinien treten nach vorne im wesentlichen radial aus dem Ansatz aus, also so, daß ihre Richtung immer gerade mit der des Schreibarmes zusammenfällt. Um nachzuprüfen, ob wirklich keine störenden, seitlichen Kräfte auf den Schreibarm wirken, wurden außerdem noch zwei Versuche angestellt. Einmal wurde die Pendelmasse absichtlich etwas aus ihrer normalen Ruhelage herausgebracht, so daß der Schreibarm ganz schief stand. Die erhaltene Registrierlinie zeigte an den Minutenmarken keinerlei seitliche Ausbiegungen. Dann wurde in der Normalstellung eine größere Anzahl von Dämpfungsfiguren mit geringer Dämpfung aufgenommen, alle mit der gleichen Anfangsamplitude. Bei jeder Dämpfungsfigur wurde eine Zeitmarke ausgelöst, und zwar von Figur zu Figur etwas verschoben, anfangs bei großer Amplitude und dann bei immer kleiner werdenden Amplituden. Die so erhaltenen Dämpfungsfiguren waren alle einander vollkommen gleich. Damit ist, glaube ich, wohl zur Genüge nachgewiesen, daß durch diese Art der Zeitmarkierung keine Störung der Aufzeichnung entsteht.

Bei Seismographen mit geringer Vergrößerung reicht diese Zeitmarkierung auch bei starken Beben vollständig aus. Bei Seismographen mit mittlerer Vergrößerung, wie z. B. bei den Stuttgarter Mainkapendeln mit etwa 150facher Vergrößerung, setzt die Zeitmarkierung bei Diagrammamplituden größer als etwa 60 mm aus. Derartige Amplituden sind aber verhältnismäßig selten und kommen bei uns eigentlich fast nur im Bereich der Oberflächenwellen von starken Fernbeben vor; wenn da die eine oder andere Zeitmarke gelegentlich ausfällt, so schadet dies gar nichts. Bei Instrumenten mit sehr starker Vergrößerung (1000- bis 2000fach) habe ich noch keine Versuche anstellen können; ich glaube aber, daß sich auch hier diese Art der Zeitmarkierung bewähren wird.

Über die Minimumeigenschaft der Schwerestörungen

Von **K. Ledersteger**, Wien

Es wird nachgewiesen, daß die übliche Ableitung der theoretischen Schwerkraft nach der Methode der kleinsten Quadrate nur bei streng symmetrischer Verteilung der Beobachtungswerte Gültigkeit hat. Die Reduktion der Beobachtungen hat nur geringen Einfluß auf die Abplattung.

Bekanntlich folgt aus der Ackerlschen Entwicklung*) des Schwerfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung für das Brunssche Niveausphäroid ein Abplattungswert, der von den anderweitigen neueren Bestimmungen der „Erdabplattung“ aus dem Clairautschen Theorem nicht unbeträchtlich abweicht. Bei der Diskussion über diesen Gegensatz hat man bisher ausschließlich

*) F. Ackerl: Die Ergebnisse der Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. Zeitschr. f. Geophys. 9, 263ff. (1933).

die verschiedene Behandlung der beobachteten Schwerewerte hinsichtlich ihrer Verwendung und Reduktion auf das Meeresniveau in Betracht gezogen, noch nie aber die Frage gestellt, ob nicht möglicherweise die gänzlich verschiedene Methode in der Ableitung der theoretischen Schwerkraft die Ursache dieser Unstimmigkeit sein kann, oder ob beide Methoden bei gleichen Ausgangswerten stets auf dasselbe Ergebnis führen müssen. Nach der physikalischen Theorie Hopfners ergeben sich, wie schon mehrfach auseinandergesetzt wurde*), die Koeffizienten der Clairautschen Formel unmittelbar aus den Kugelfunktionen 0. und 2. Ordnung der Ackerlschen Entwicklung. Diese beiden Funktionen stellen nämlich die theoretische Schwerkraft auf jenem Niveausphäroid dar, das mit dem Ausgangsgeoid gleichen Potentialwert besitzt. Bei der älteren Methode hingegen werden die gegebenen Schwerewerte einfach nach vermittelnden Beobachtungen auf Grund der Fehlergleichung:

$$g_i + v_i = \gamma_0 (1 + \beta \sin^2 \varphi_i) \dots \dots \dots (1)$$

ausgeglichen. Damit ist die Schwerestörung ($g - \gamma$) durch die Minimumsbedingung definiert. Diese rein formale Definition der theoretischen Schwerkraft und der scheinbaren Schwerestörung soll im folgenden auf ihre physikalische Berechtigung und Brauchbarkeit untersucht werden.

Man denke sich das Schwerefeld der Erde nach Kugelfunktionen entwickelt. Abstrahiert man dabei der Einfachheit halber von den Längengliedern, beschränkt sich also auf die zonalen Funktionen P_i , so lassen sich die Beobachtungswerte durch die Reihe:

$$g = a_0 P_0 + a_2 P_2 + \sum_{n=3}^{\infty} a_n P_n \dots \dots \dots (2)$$

darstellen. Die theoretische Schwerkraft ist nach Hopfner durch

$$\gamma = \gamma_0 (1 + \beta \cos^2 \vartheta) = a_0 P_0 + a_2 P_2 \dots \dots \dots (3)$$

gegeben, während die scheinbare Schwerestörung in der Form:

$$g - \gamma = \sum_{n=3}^{\infty} a_n P_n \dots \dots \dots (4)$$

resultiert. Bezeichnet andererseits $\bar{\gamma}$ die nach der Minimumsbedingung

$$[\bar{\gamma} - g] = \min \dots \dots \dots (5)$$

definierte theoretische Schwerkraft $\bar{\gamma} = A_0 P_0 + A_2 P_2$, so erhält man für die Unbekannten

$$A_0 - a_0 = x \quad \text{und} \quad A_2 - a_2 = y \dots \dots \dots (6)$$

wegen $P_0 = 1$ die Fehlergleichungen:

$$(\bar{\gamma} - g)_i = x + P_2 y - \sum_{n=3}^{\infty} a_n P_n = v_i \dots (i = 1 \dots p) \dots \dots (7)$$

*) F. Hopfner: Die praktische Lösung der 2. Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 277ff. (1933). K. Ledersteger: Bemerkungen zu den Geoiden von Ackerl und Hirvonen. Ebenda 10, 246 (1934).

und die Normalgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} p x + [P_2] y - [\sum a_n P_n] &= 0, \\ [P_2] x + [P_2 P_2] y - [P_2 \cdot \sum a_n P_n] &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Hierin lassen sich die Absolutglieder in:

$$\left. \begin{aligned} [\sum a_n P_n] &= \sum a_n [P_n] \\ [P_2 \cdot \sum a_n P_n] &= \sum a_n \cdot [P_2 P_n] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

transformieren. Nach einem bekannten Satze verschwindet das Oberflächenintegral aus dem Produkt zweier verschiedener, allgemeiner Kugelfunktionen:

$$\int_S Y_n Y_{n'} d\sigma = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} Y_n Y_{n'} \sin \vartheta d\vartheta d\lambda = 0 \dots \dots \dots (10)$$

Demnach werden die Summen $[P_n]$ und $[P_2 P_n]$ bei genügender Dichtigkeit und streng symmetrischer Verteilung der Beobachtungswerte über die ganze Erdoberfläche praktisch Null, womit $x = y = 0$ oder

$$A_0 = a_0 \quad \text{und} \quad A_2 = a_2 \dots \dots \dots (11)$$

folgt. Diese Anwendung des Integralsatzes (10) war natürlich schon Helmert bekannt. Aber selbst bei strenger Beschränkung auf den Außenraum ist damit allein noch nicht die Beziehung zum Brunsschen Niveausphaeroid gleichen Potentials klargestellt.

Da zur empirischen Entwicklung des Schwerfeldes gleichfalls symmetrische Ausgangswerte erforderlich sind, kann man das Ergebnis dieser Überlegung dahin zusammenfassen, daß bei hinreichend dicht und streng symmetrisch verteilten Beobachtungen beide Methoden die theoretische Schwerkraft am Brunsschen Niveausphäroid liefern. Im ersten Falle ergibt sie sich, um es nochmals zu betonen, auf Grund der fundamentalen Differentialgleichung

$$(g - \gamma) + \frac{2T}{a} + \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \dots \dots \dots (12)$$

in der Größen vom Quadrat der Abplattung vernachlässigt sind, unmittelbar als die Summe der Kugelfunktionen 0. und 2. Ordnung, im anderen gemäß der Minimumsbedingung für die Schwerestörung. Innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Theorie Hopfners genügt somit die scheinbare Schwerestörung $(g - \gamma)$ der Bedingung, daß ihre Quadratsumme über die ganze Erde zu einem Minimum wird.

Die symmetrische Verteilung muß natürlich gleicherweise hinsichtlich geographischer Breite und Länge bestehen. Wäre, wie oben angenommen, g eine reine Funktion der Breite, so müßte der Äquatorwert ein dem gewählten Intervall in φ entsprechendes Gewicht erhalten und müßten die Gewichte auf den Parallelkreisen mit dem $\cos \varphi$ abnehmen. Zur Abschätzung der notwendigen Dichte wurde die Kugelfunktion $P_2 = \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2}$ für ein Intervall von 10° berechnet.

Der Äquatorwert erhält dabei das Gewicht 36, der Pol, wie immer, das Gewicht 2. Aus der kleinen Tabelle 1 ersieht man, daß schon bei diesem verhältnismäßig großen Intervall fast genau $[P_2] = 0$ ist. Es genügen somit schon etwa 400 symmetrisch über die ganze Erde verteilte Beobachtungswerte zur sicheren Bestimmung der Koeffizienten γ_0 und β und damit der Abplattung des Niveausphäroids. Die Tabelle zeigt aber auch, daß infolge des Vorzeichenwechsels

Tabelle 1

ϑ	P_2	Gewicht	ϑ	P_2	Gewicht
0°	+ 1.000	2	50°	+ 0.120	55
10°	+ 0.955	12	60°	— 0.125	62
20°	+ 0.826	25	70°	— 0.325	68
30°	+ 0.625	36	80°	— 0.455	71
40°	+ 0.380	46	90°	— 0.500	36

von P_2 bei etwa 35° Breite in der Äquatorzone zwischen $\pm 35^\circ$ geographischer Breite mehr Beobachtungen vorliegen müssen, als nördlich und südlich davon. Wie wenig das gegenwärtige Beobachtungsmaterial dieser Forderung gerecht wird, läßt der Katalog Ackerls*) erkennen, in dem kaum mehr als ein Fünftel aller Messungen auf diese Zone entfällt.

Ackerl hat sich nach Anbringung der Preyschen Reduktion aus den Beobachtungsdaten durch Interpolation mittels der Linien gleicher Schwerkraft die als Grundlage seiner Entwicklung notwendigen, symmetrischen Ausgangswerte verschafft. Mit diesen Ausgangswerten mußte er, wie oben bewiesen, nach beiden Verfahren dieselben Konstanten der Clairautschen Formel erhalten. Daß seine nach dem Formelsystem Hopfners berechneten Schwerestörungen**) der Minimumsbedingung genügen, läßt sich mit den Kontrollgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} [P_0 v] &= [g - \gamma] = 0 \\ [P_2 v] &= [P_2 (g - \gamma)] = 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

nachweisen. Die Gleichungen (13) folgen übrigens wegen (4) unmittelbar aus dem Integralsatz (10). Die Übereinstimmung bei Ackerl vermag also die eingangs gestellte Frage nach der Ursache der Diskrepanz in den Abplattungswerten nicht zu klären. Hierzu ist vielmehr eine direkte Verarbeitung derselben, nach Prey reduzierten Beobachtungen nach die Methode der kleinsten Quadrate unerlässlich. Da eine derartige Rechnung wegen der starken Asymmetrie des Beobachtungsmaterials notwendigerweise auf eine falsche Abplattung führen muß, genügt es, dem Ausgleich das Clairautsche Theorem in seiner einfachsten Form zugrunde zu legen. Auch ist es für den vorliegenden Zweck sicher erlaubt, aus den 4165 Schwerkraftwerten des Ackerlschen Katalogs durch einfaches, seitenweises

*) F. Ackerl: Die Schwerkraft am Geoid. Akad. Wien. Sitzungsber. d. math.-naturwiss. Kl. (IIa) **141** (1932).

**) A. a. O., Anm. 1.

Mitteln 76 Fehlergleichungen aufzustellen. Die Asymmetrie, der unser Hauptaugenmerk gilt, kommt in ihnen noch deutlich zum Ausdruck. Mit den in der Tabelle 2 zusammengestellten gleichgewichtigen Daten erhält man die Schwereformel:

$$\gamma = 977.9898 (1 + 0.005284 \sin^2 \varphi) \dots \dots \dots (14)$$

und damit die Abplattung $\alpha = 1 : 296$.

Das Ergebnis dieser Untersuchung lehrt danach, daß der große Unterschied in den Abplattungswerten der Hauptsache nach nicht in der verschiedenen Reduktion der Beobachtungen, sondern in der starken Verschiedenheit der zu ihrer Ableitung verwendeten Methoden begründet ist. Es spricht ferner gegen die Richtigkeit des bisher fast allgemein anerkannten Abplattungswertes. Hieran ändert auch die bisherige Übereinstimmung der Abplattungswerte aus Gradmessungen und Schweremessungen nichts, da vermutlich dieselben Bedenken für den Ausgleich der Gradmessungen gelten. Aber umgekehrt können wir auch ebensowenig behaupten, daß der wesentlich größere Abplattungswert Ackerls $1 : 277$ der Wirklichkeit entspricht. Das Verfahren, nach dem er gewonnen wurde, ist an sich vollkommen einwandfrei, jedoch die notwendigerweise vorhergehende Interpolation gegenwärtig noch mit großen Schwierigkeiten verbunden, wie Ackerl selbst mehrfach hervorgehoben hat. Jedenfalls ist es aber wahrscheinlich, daß die Fehler der Interpolation bei einiger Vorsicht das Resultat nicht im selben Maße verfälschen, wie die Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate, die trotz der üblichen Bedachtnahme auf die theoretische Forderung noch immer problematisch bleibt. Denn auch das in Tabelle 2 vorliegende Material führt bei dem Versuch, das Überwiegen der Kulturländer durch Änderung der Gewichte zu kompensieren, nur zu einer unwesentlichen Variation der Formel (14), ganz ähnlich, wie es bei der Helmert-Berrothschen Formel der Fall war. Man darf eben die fast ausschließlich aus Landmessungen gebildeten g -Mittel noch nicht mit den wahren Mittelwerten auf den zugehörigen Parallelkreisen identifizieren. Diese Mittelwerte werden vielmehr infolge des Einflusses der Weltmeere, namentlich auf der Südhalbkugel, im allgemeinen größer sein. Es ist darum sicher besser, mit Hilfe der Inselwerte und der Messungen von Vening-Meinesz die g -Linien über den Weltmeeren näherungsweise zu interpolieren, als die Inselwerte bloß darum auszuschalten, weil sie nicht als Repräsentanten ihrer Umgebung gelten können. Freilich muß letzterer Tatsache bei der Interpolation Rechnung getragen werden.

Für einen größeren Abplattungswert spricht in diesem Zusammenhange der Umstand, daß die älteren Bestimmungen der Abplattung aus dem Clairautschen Theorem auf Grund eines viel kleineren, aber eben darum besser verteilten Beobachtungsmaterials Werte um $1 : 290$ herum ergeben haben. Ich verweise hier besonders auf die interessante Arbeit A. Fischers*), der erst nach Aus-

*) A. Fischer: Die Gestalt der Erde und die Pendelmessungen. Astron. Nachr. 88, Nr. 2094/5 (1876).

Tabelle 2

Nr.	φ	g	Nr.	φ	g	Nr.	φ	g	Nr.	φ	g
1	74°50'	982.821	20	49°18'	980.967	39	46°23'	980.552	58	36°52'	979.897
2	64 08	2.225	21	49 01	0.948	40	46 14	0.596	59	36 05	9.789
3	61 28	2.028	22	48 50	0.930	41	46 01	0.531	60	35 11	9.603
4	60 24	1.937	23	48 39	0.923	42	45°35	0.635	61	34 22	9.536
5	59 31	1.891	24	48 26	0.888	43	45 14	0.621	62	33 04	9.523
6	57 15	1.714	25	48 14	0.890	44	44 53	0.552	63	30 56	9.330
7	55 48	1.591	26	48 06	0.869	45	44 25	0.525	64	29 24	9.258
8	55 27	1.581	27	47 58	0.842	46	43 48	0.499	65	27 34	9.123
9	55 06	1.560	28	47 49	0.814	47	43 07	0.411	66	25 29	8.991
10	53 58	1.437	29	47 40	0.789	48	42 36	0.274	67	23 08	8.800
11	52 47	1.332	30	47 30	0.774	49	42 05	0.308	68	21 12	8.682
12	52 14	1.285	31	47 19	0.755	50	41 26	0.220	69	19 23	8.504
13	51 55	1.246	32	47 11	0.715	51	40 46	0.178	70	16 46	8.489
14	51 38	1.222	33	47 05	0.657	52	40 13	0.069	71	13 30	8.340
15	51 21	1.183	34	46 59	0.692	53	39 38	979.998	72	9 44	8.202
16	50 51	1.107	35	46 52	0.670	54	39 00	980.000	73	3 42	8.125
17	50 24	1.075	36	46 46	0.643	55	38 26	979.915	74	— 3 46	7.963
18	49 59	1.040	37	46 39	0.614	56	37 54	9.977	75	— 12 21	8.360
19	49 38	981.005	38	46 33	0.551	57	37 29	979.909	76	— 38 26	980.061

Die Tafelwerte sind Mittel aus 54 bis 57 Einzelwerten. Nur dem Mittel Nr. 73 liegen bloß 37 Einzelwerte zugrunde.

schluß der „Störungszone“ zwischen $\pm 30^\circ$ Breite den üblichen Abplattungswert erhält.

Es braucht kaum betont zu werden, daß die vorhergehenden Betrachtungen für jede beliebige Funktion $f(\vartheta, \lambda)$ gelten. Legt man dem Ausgleich der symmetrisch verteilten Funktionswerte den Ansatz:

$$f(\vartheta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\kappa} a_n P_n \dots \dots \dots (15)$$

zugrunde, wobei κ einen willkürlichen Index bedeutet, so wird die Restfunktion

$$\sum_{n=\kappa+1}^{\infty} a_n P_n$$

die Minimumsbedingung erfüllen. Obige Beweisführung läßt sich ja für jeden beliebigen Index der Kugelfunktion verallgemeinern. Es muß daher auch die Entwicklung für die einzelnen Kugelfunktionen stets dieselben Koeffizienten liefern, unabhängig von der Ordnung, bis zu welcher man fortschreitet. Hinsichtlich der Funktion darf aber diesem formalen Ergebnis nicht ohne weiteres ein physikalischer Sinn beigelegt werden. Das will heißen, es gilt die Minimumsbedingung nicht a priori allgemein für die Schwerestörung bei Zugrundelegung eines Niveausphäroids beliebiger hoher Ordnung. Faßt man die Niveausphäroide im Sinne Bruns als Flächen auf, denen der gleiche Potentialwert wie dem Geoid zukommt, so ergibt sich z. B. für die Kugel als Niveausphäroid 0. Ordnung, wie sich leicht nachweisen läßt, eine konstante theoretische Schwerkraft, die eine Majorante aller g -Werte darstellt, also sicher nicht die Minimumsbedingung erfüllt. Die Minimumsbedingung wird hier vielmehr für eine Kugel anderen Potentials gelten. Der tiefere Grund für dieses Verhalten liegt darin, daß man in diesem Falle die theoretische Schwerkraft nicht einfach durch Abspalten der Kugelfunktion $a_0 P_0$ in der g -Entwicklung erhält.

Radiologische Untersuchungen im Radiumbad Brambach

Von **Werner Vogt**, Freiberg i. S. — (Mit 2 Abbildungen)

Ein Gelände in unmittelbarer Nähe des Radiumbades in Brambach wurde zur Festlegung der wasserführenden Spalten geophysikalisch nach der Methode der radioaktiven Bodenluftuntersuchung vermessen. Die Meßmethode und die Ergebnisse werden im ersten Teil der Arbeit besprochen; ein Vergleich mit rein geologisch gefundenen Tatsachen, wie er für einen Teil des Geländes möglich war, fällt erwartungsgemäß gut aus. — Außerdem wurden verschiedene Gesteinsproben aus der näheren und weiteren Umgebung des Bades auf Uran-Radiumgehalt untersucht. Die Ergebnisse gibt Tabelle 1. Auf einige Sonderheiten und Zusammenhänge mit den dortigen radiologischen Verhältnissen wird im Text hingewiesen.

Zur Frage der Entstehung der radioaktiven Quellen im Gebiet des Radiumbades Brambach wurden schon mehrfach Untersuchungen vom Radium-Institut

der Bergakademie Freiberg i. S. ausgeführt. Weidig¹⁾ untersuchte den Emanationsgehalt einer großen Anzahl von Quellen der engeren und weiteren Umgebung. Ludewig und Witte²⁾ wiederholten die Messungen mit verbesserter Meßtechnik und erweiterten sie. Weiter veröffentlichten sie³⁾ 4) Untersuchungen über den Emanationsgehalt der Bodenluft im engeren Quellgebiet des Bades.

In den letzten Jahren wurden vom Verfasser weitere Arbeiten im Radiumbade Brambach unternommen und zwar 1. Untersuchungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft, um die für die Wasserführung in Frage kommenden Spalten festzulegen und 2. Untersuchungen des Radiumgehaltes einer größeren Anzahl von Gesteinsproben, um einen weiteren Beitrag zum Gesamtbild der radiologischen Verhältnisse zu gewinnen.

Das untersuchte Gebiet liegt im nordöstlichen Ausläufer des Fichtelgebirgsgranits am südlichen Hang des Röthenbachtals. Nur wenige hundert Meter nördlich der gemessenen Profillinie stehen Paragneise an (siehe Fig. 2; die Grenze des Granits verläuft dicht außerhalb des nördlichen Kartenrandes). Die vom Bade verwerteten Quellen treten im Talgrund zutage. Eine genauere geologische Beschreibung des Gebietes mit Karten gaben schon Weidig¹⁾, Ludewig und Witte²⁾ und Genser⁵⁾. Was die Wasser führenden Spalten betrifft, so weist schon Weidig darauf hin, daß man bei der Fassung einiger Quellen auf teils O—W, teils N—S streichende mit derbem Quarz ausgefüllte Spalten gestoßen sei. Diese etwas dehnbare Aussage wurde bei allen späteren Veröffentlichungen übernommen, anscheinend, ohne die Frage neu zu prüfen. Im letzten Jahre wurden in Zusammenarbeit mit dem Geologischen Institut der Bergakademie (Direktor Prof. Dr. Schumacher) neue geologische Untersuchungen durchgeführt*). Das Ergebnis ist kurz zusammengefaßt folgendes: Es ist wahrscheinlich, daß für die Führung von Mineralwasser nur Quarzgänge in Frage kommen; alle Quarzgänge in dem fraglichen Gebiet haben ein recht einheitliches Streichen von etwa 150 bis 160° (N 20 bis 30 W).

Die Bodenluftuntersuchungen wurden nach der Methode von Ambronn-Lorenser durchgeführt. Die Luft wurde hierbei durch ein 1 m langes dünnes Rohr aus dem Boden gesaugt. Die Ionisationskammer ist als Zylinder mit beweglichem Kolben ausgebildet und faßt 2 Liter. Gewöhnlich wird die Bodenluft direkt durch ein Wattefilter in die Kammer gesaugt. Für die Brambacher Verhältnisse wurde die Methode etwas abgeändert, da der durchschnittliche Emanationsgehalt der Bodenluft sehr hoch ist (etwa 20 ME; ME bezieht sich stets auf 1 Liter). Es wurden stets nur 110 cm³ Bodenluft in einen Ballon mit Handpumpe eingesaugt und diese mit relativ inaktiver Atmosphärenluft gemischt in die Meßkammer gebracht. Die Messung wurde stets in der 6. Minute nach dem Ansaugen der Luft ausgeführt. Bei jeder Messung wurde der natürliche Verlust bestimmt und in Rechnung gesetzt. Er erreichte nur selten 10 % des Haupt-

*) Ich danke Herrn Dr. Blüher, Freiberg i. S. für die freundliche Erlaubnis, einen Teil der Ergebnisse seiner geologischen Felduntersuchung in vorliegender Arbeit mit zu veröffentlichen.

verlustes. Nach derselben Methode wurde die Apparatur auch mit einer Normallösung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht. Es standen 20 Ballons (je 110 cm³) zur Verfügung und meist wurden morgens die Proben in kurzer Zeit im Gelände entnommen und anschließend im Zimmer untersucht. Irgendwelche Störungen durch Bodenatmung, wie sie die Messungen von Breyer⁶⁾ fast unmöglich machten, oder durch ungenügende Sättigung, wie sie Müller⁷⁾ vermutet, machten sich nicht bemerkbar. Die Ergebnisse waren stets gut reproduzierbar. Als Beispiel sind am Ostende der Kurve 2 (Fig. 1) die Werte, die an einem späteren Tage zur Ergänzung zwischen den ursprünglichen Punkten gemessen wurden, mit kleinen Kreisen statt Kreuzen eingetragen; sie passen gut zu den ursprünglichen Werten. Der Abstand der einzelnen Meßpunkte betrug hier 2.5 m.

Um die Meßergebnisse geologisch interpretieren zu können, ist es wünschenswert, über möglichst günstigem und besonders gleichmäßigem Boden zu arbeiten. Die Meßpunkte lagen an einem 5 bis 10° geneigten Abhang, 10 bis 15 m über der Talsohle. Der anstehende Granit war bis in eine Tiefe von 2 m vollständig verwittert. Die Oberfläche war meist mit Gras bedeckt, nur ein Teil der Meßpunkte fällt in ein kleines Wäldchen.

Leider war es aus Zeitmangel nicht möglich, das ganze in Frage kommende Gebiet flächenhaft zu vermessen. So wurde nur eine Profillinie mög-

lichst senkrecht zu dem vermuteten Streichen der Quarzgänge gelegt, dafür aber mit dem geringen Abstand von 5 bis 7 m gemessen. Einige Knickungen der Profillinie wurden durch Geländebedeckung veranlaßt.

Die Meßergebnisse zeigt Fig. 1. Da die Meßpunkte nicht übermäßig streuen, wurde ein glatter Kurvenzug hindurchgelegt, wobei jedoch einem vereinzelt herausfallenden Punkt nur eine geringe Bedeutung zugelegt wurde. Für den mittleren Teil der Kurve Ib beeinflusst vermutlich eine nahe, 5 m hohe erst kurz zuvor angelegte steile Böschung die Bodenluftströmung und ist so die Ursache für die Streuung der Meßergebnisse. Die Profillinie wurde dann auf die Geländekarte (Fig. 2) übertragen und wurde verstärkt gezeichnet an den Stellen, wo der Emanationsgehalt der Bodenluft über 20 ME betrug. Außerdem wurden durch die Punkte, in denen die Emanationskurve ein Maximum hat, die vermuteten Spalten mit einem Generalstreichen von 155° gestrichelt eingezeichnet. In Fig. 2

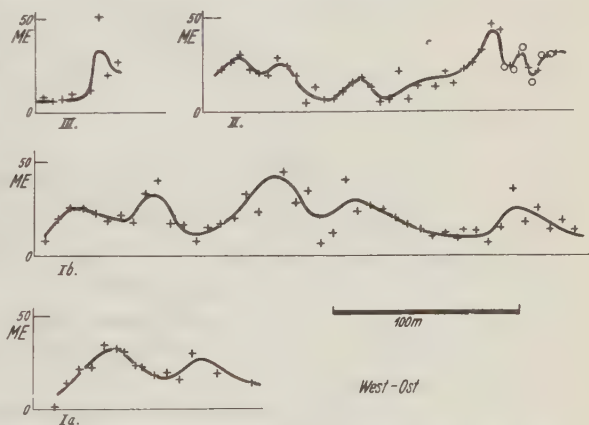


Fig. 1
Emanationsgehalt der Bodenluft längs der Profillinien

sind nun außerdem die unabhängig hiervon rein geologisch festgelegten Quarzgänge ausgezogen eingezeichnet. Diese Festlegung war in einem Bahneinschnitt möglich. Wir sehen, daß auf ± 10 m eine ausgezeichnete Übereinstimmung besteht.

Geologische Aufschlüsse waren nur im westlichen Bahneinschnitt zwischen den Punkten A und B der Fig. 2 vorhanden. An dem Punkt C (Fig. 2) war der Granit so tiefgehend verwittert und die hier etwa 10 m hohe Böschung so verfallen, daß keine Quarzgänge festgelegt werden konnten, obgleich herumliegende Quarzbrocken auf Quarzgänge hindeuteten. Östlich von Punkt B unserer Karte sind keine Aufschlüsse vorhanden; doch auch hier haben wir eine Vergleichsmöglichkeit für unsere Kurve.

Die in der Nähe der Profillinie entspringenden Quellen müssen mit den vermuteten Quarzgängen in Verbindung zu bringen sein. So kann man die beiden

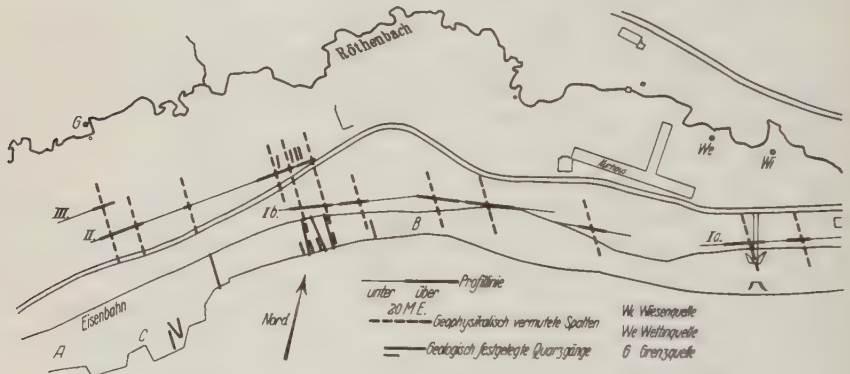


Fig. 2. Karte des untersuchten Geländes
mit den Ergebnissen der geophysikalischen und geologischen Felduntersuchung

östlichsten Gänge mit großer Sicherheit der Wettin- (We) bzw. Wiesenquelle (Wi) zuordnen. Für die Grenzquelle (G) ist eine Zuordnung zu dem westlichsten Gangsystem kaum zu bezweifeln. Diese drei sind aber gerade die weitaus wichtigsten Quellen der ganzen Gegend.

Diese Zusammenhänge beweisen eindeutig die gute Anwendbarkeit unserer Bodenluftmethode für die vorliegende Aufgabe, so daß man die in Fig. 2 festgelegten Ergebnisse als sichere Grundlage für die weitere Arbeit in diesem Gebiet ansehen darf.

Frühere Bodenluftuntersuchungen des gleichen Gebietes waren stets Profile quer durch das Röhrenbachtal, lagen also etwa parallel zu den Quarzgängen und können daher schlecht geologisch gedeutet werden. Dort, wo sie unsere Profillinie schneiden, herrscht gute Übereinstimmung.

In einer zweiten Untersuchungsreihe wurden 38 Gesteinsproben aus Brambach und der weiteren Umgebung auf Uran-Radiumgehalt untersucht. Die Unter-

Tabelle 1. Radium-Gehalt verschiedener Gesteinsproben aus Brambach

in 10^{-12} g $\frac{\text{Ra} = \gamma = \text{Strahl} = \text{Äquivalent}}{\text{g}}$

Mittlere Fehler etwa $\pm 1.10^{-12}$

Fundort, Bemerkung	Oberflächen verwittert	Metasomatisch ersetzt	Unersetzt
Granit:			
Deckerhäuser	—	—	11.5
Kapellenberg	—	—	6.5
Kapellenberg	—	10.5	—
SW Füllhaus	8	8	—
S Bosehaus	8	8	—
Steinbruch am Bahnhof 1.	—	8	—
„ „ „ 2.	4.5	4.5	—
„ „ „ „Sand“	3.5	—	—
Versuchsbrunnen 9 m Tiefe	8.5	—	8.5
„ 10 m „	7	—	7
Schurfgraben „Sand“	5.5	—	—
Schurfgraben „Sand“ Salband	12.5	—	—
Pegmatit:			
Kapellenberg „mit viel Turmalin“	—	—	9
Deckerhäuser	—	—	4.5
a) Feldspat	—	—	6.5
b) Muskovitglimmer	—	—	0
c) Quarz	—	—	0
Aplit:			
SW Füllhaus	14	—	—
Schiefriges Gneis:			
Bahneinschnitt Röthenbach	4	—	—
Bahneinschnitt Röthenbach „Salband“	6	—	—
Bahneinschnitt Röthenbach „Salband m. Quarz“	3	—	—
Muskovitschiefer:			
Hengstberg	5	—	—
„ „Salband“	3	—	—
„ „Verwerfung“	3.5	—	—
Quarzgänge:			
Steinbruch am Bahnhof „Letten“	—	28	—
Steinbruch „Quarzdruse rein“	—	0	—
Schurfgraben 1.	0	—	—
„ 2.	6	—	—
Bahneinschnitt Röthenbach	5.5	—	—
Hengstberg 1.	3.5	—	—
„ 2.	0	—	—
„ 3.	8	—	—
„ 4.	6.5	—	—
„ 5.	5	—	—

suchungen wurden mit dem Elektronenzählrohr durchgeführt, mit einer Apparatur, die schon an anderen Stellen vom Verfasser beschrieben wurde⁸⁾). Zur Kritik dieser Methode sei daran erinnert, daß das Ra- γ -Strahläquivalent für die härteren Strahlen bestimmt wird, das Thorium also mitgemessen wird. Bei der Bewertung der Ergebnisse muß man also berücksichtigen, daß bei frischen Proben etwa 50 % des γ -Strahläquivalents auf das Thorium kommen mag. In verwitterten Proben wird das Uran stärker ausgelaugt sein, in sekundären Ablagerungen wird das Thorium weitgehend zurücktreten.

Tabelle 1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Messungen. Unter der Spalte „Metasomatisch zersetzt“ sind die Proben aufgenommen, die aus der Nachbarschaft von Quarzgängen stammen. Die Zersetzung ist wahrscheinlich durch Thermalwässer hervorgerufen, und derartige Proben sind durch ihren Gehalt an sekundärem aus Feldspat entstandenem Serizit leicht von den an der Erdoberfläche verwitterten Gesteinen zu unterscheiden. Proben, bei denen die Zuordnung unsicher war, wurden in die beiden in Frage kommenden Spalten eingetragen. Proben, die nur in die Spalte „Oberflächenverwittert“ eingetragen werden konnten, aber aus der unmittelbaren Nachbarschaft von Quarzgängen entnommen waren, wurden mit „Salband“ angemerkt; Proben, die zu vollkommen lockerem Grus verwittert waren, wurden mit „Sand“ bezeichnet. Der Versuchsbrunnen und Schurfgraben liegen im östlichen Teil der Profillinie II, alle anderen Fundorte außerhalb der Karte (Fig. 2). Normale, unzersetzte Gesteinsproben standen nur aus zwei einige Kilometer entfernten Granitbrüchen zur Verfügung. Der Ra-Gehalt des normalen Granits kann mit durchschnittlich $8 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g angenommen werden. Bemerkenswert ist der Wert für Aplit mit 14 gegen Pegmatit mit 9 bzw. $4.5 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g; im allgemeinen wird ein entgegengesetztes Verhältnis erwartet. Die getrennte Untersuchung der einzelnen Mineralien eines grobkörnigen Pegmatits ergab, daß der Urangehalt fast ausschließlich an den Feldspat (Orthoklas perthitisch mit Albit durchwachsen) gebunden ist. Unter den angewitterten Proben fällt auf, daß das Gestein in der nächsten Umgebung von Quarzgängen („Salband“) meist eine Aktivität über Durchschnitt hat. Verhältnismäßig hoch liegen auch die Werte für schiefrigen Gneis (Paragneis) und Muskowitschiefer. Reiner Quarz ist stets inaktiv, dagegen hat das Lettenbesteg eines Quarzganges den höchsten überhaupt gemessenen Wert von $28 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g. Andere Proben von oberflächenverwitterten Quarzgängen, die eine größere Menge Rot- oder Brauneisen (Glaskopf) führten, zeigen wechselnden, doch niemals hohen Ra-Gehalt.

Die Ergebnisse können als Prüfstein für manche Theorie herangezogen werden. Leider ist das Material noch nicht genügend, um über die Entstehung der radioaktiven Quellen in Brambach ein abschließendes Urteil zu erlauben. Es wird jedoch nahegelegt, daß der Emanationsgehalt der Quellen auch hier auf stark zersetzte, in den Spalten sekundär angereicherte Uran-Radiummineralien zurückzuführen ist, wie dies durch Untersuchungen des Radium-Instituts bereits für die stärksten Quellen von Oberschlema sehr wahrscheinlich gemacht worden ist.

Man wird annehmen müssen, daß in der Tiefe Uran-Radiumerze vorkommen, wenn auch vielleicht nur in kleineren Mengen. Der hohe CO_2 -Gehalt der Wässer hat sicher eine große Bedeutung für die Aufschließung und Verlagerung des Urans. Eine endgültige Klärung muß weiteren Arbeiten überlassen bleiben.

Herrn Generaldirektor Hayer, Radiumbad Brambach, danke ich für sein freundliches Entgegenkommen bei der Durchführung der Arbeit.

Literatur

¹⁾ C. Schiffner, M. Weidig, R. Friedrich: Radioaktive Wässer in Sachsen. Freiberg 1912.

²⁾ P. Ludewig u. H. Witte: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 242 (1925).

³⁾ P. Ludewig u. H. Witte: ebenda **2**, 70 (1926).

⁴⁾ H. Witte: ebenda **2**, 181 (1926).

⁵⁾ C. Genser: Geolog. Rundschau **23**, 180 (1932).

⁶⁾ F. Breyer: Gerlands Beitr. (Ergänzungsband) **1**, 373 (1931).

⁷⁾ F. Müller: Zeitschr. f. Geophys. **7**, 241 (1931).

⁸⁾ W. Vogt: Phys. Zeitschr. **34**, 79 (1933).

Freiberg i. S., Radiuminstitut der Bergakademie, im Oktober 1934.

The Hayford-Bowie Table and the Definition of Perfect Isostasy

By **Walter D. Lambert**, U. S. Coast and Geodetic Survey, Washington, D. C.
(with 2 figures)

Es wird darauf aufmerksam gemacht, daß Hayford bei der Berechnung seiner Tafeln für die isostatische Reduktion der Schwerebeobachtungen ausnahmslos die exakte Gleichheit der kompensierenden Massen mit den ihnen entsprechenden topographischen Massen angenommen hat; die gegenteilige Meinung Bullards ist daher unbegründet. Die von Bullard vorgeschlagene Definition der Isostasie als Druckgleichheit ist vernünftig, aber für manche Zwecke weniger bequem als eine auf die Massengleichheit begründete Definition. Auch muß man bei den von Bullard gegebenen Formeln für die Schwerkraft unter der Erdoberfläche auf die Anziehung der oberen Teile der Erdkruste Rücksicht nehmen.

Mr. Bullard's*) note raises two distinct questions: (1) On what basis did Hayford compute his tables for the isostatic reduction of gravity? (2) On what basis should they be computed, perfect isostasy being assumed, or in other words, what is the precise mathematical formulation of perfect isostasy?

As to the first question, it is not surprising that Hayford's rather intricate computations, which are equivalent to a double integration by mechanical quadrature, should be rather hard to follow and should therefore have given rise to misapprehension; this has happened before. It may be stated quite definitely

*) E. C. Bullard: Zeitschr. f. Geophys. **10**, 318 (1934).

that Hayford did take the mass of the compensation equal to the mass of the corresponding topography, even in the distant zones. This matter is the subject of an explanatory footnote*) so long that it need not be reproduced in full. The tables of Cassinis based on the Hayford zones (not the tables of Cassinis referred to in the footnote) and recently published in preliminary form have been used to check Hayford's tables in Special Publication No. 10 and they confirm the fact that the masses of topography and compensation were taken exactly equal by Hayford even for distant zones. Mr. Bullard's objection on this score is therefore unfounded.

The footnote admits an error of about two percent in the resultant, which is quite a different matter from an error of two percent in the compensation, for the latter error, as Mr. Bullard notes, would falsify the resultant completely.

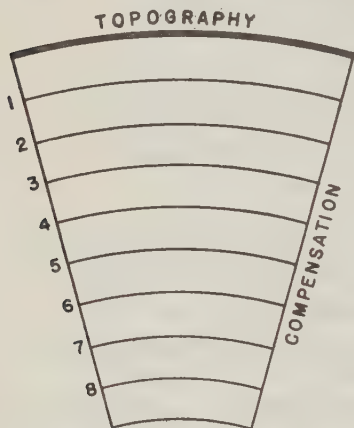


Fig. 1

Hayford's distribution of the mass of compensation—equal amounts to each level

The conclusion that there is the error of about two percent in the resultant is derived from a careful reading of Special Publication No. 10, p. 24 and following. It will be seen that the computation there explained has the effect of distributing equal elements of the compensating mass among the different equally spaced levels, 1, 2, 3, etc., (Fig. 1) and disregards the fact that at these levels the zone has the smaller area at the greater depth. For uniform density of compensation the amount of mass of compensation distributed to each level should be proportional to the area of the zone at this level, that is, to the radius of the level. The effect of Hayford's method of computation is to increase slightly the density

of compensation at the lower levels and this is roughly equivalent to absolutely uniform density of compensation with a slightly greater depth. This error is small, less than two percent, as stated in the footnote of Special Publication No. 40.

A comparison of Hayford's figures with those obtained from Cassinis's new tables did not bring out this two percent very clearly, because the quantities concerned were small and because the assumption made by Hayford that the resultant in the distant zones is strictly proportional to the thickness of the topography, whether land or water, introduces errors greater than two percent but still not serious. The reason why the assumed proportionality is not exact may be seen by a simple example. The resultant effect is roughly proportional to the

*) W. Bowie: Coast and Geodetic Survey Special Publication Nr. 40. Investigations of Gravity and Isostasy. p. 98. Washington 1917.

mass of the topography and to the depth through which it is displaced, which may be taken equal to half the depth of compensation, or 57 kilometers. A thickness of topography equal to two kilometers of land is displaced $57 - 1/2 \cdot 2 = 56$ kilometers (Fig. 2a). The minus sign appears because Hayford always starts the compensation at the surface of the lithosphere, whether for a land compartment or a water compartment. A water compartment two kilometers in depth undergoes a displacement (Fig. 2b) of $57 + 1/2 \cdot 2 = 58$ kilometers, so that the effects are not in the ratio of the masses involved, which in Hayford's table is taken as 0.615, but in the ratio $0.615 \cdot 58/56$. The two-percent correction is therefore obscured by the lack of strict proportionality.

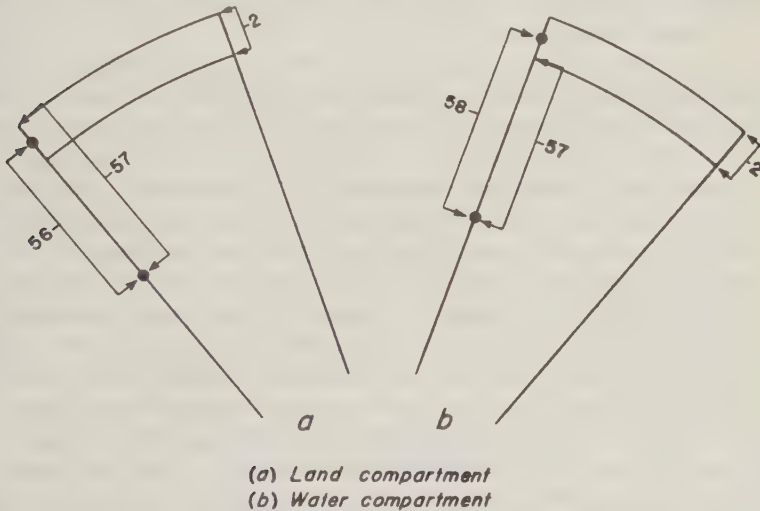


Fig. 2. Displacement of mass for Hayford isostatic compensation

In section 3 of Mr. Bullard's note he states the condition for complete isostasy by equating two integrals. This is the condition of numerical equality of pressure treated as if it were hydrostatic and exerted on the surface of compensation by the topography and compensation respectively; Mr. Bullard, however, does not use the word „pressure“. In basing the concept of isostasy on equality of pressure rather than on equality of mass Mr. Bullard is almost certainly getting a little closer to ideas of the original proponents of the theory of isostasy. His formulas, however, are in need of correction and it is worth while mentioning some of the practical advantages of adopting equality of mass rather than equality of pressure as the working definition for isostatic computations.

Mr. Bullard assumes that gravity below the surface of the earth is inversely proportional to the square of the distance from the center. If r is the radius of

the earth, g_0 the gravity at depth x , then this assumption, if the square of x/r is neglected, gives for value of gravity, g , in terms of surface gravity, g_0 ,

$$g = g_0 \left(1 + \frac{2x}{r} \right) \dots \dots \dots (1)$$

But the effect of the matter above the depth x must be considered. If we attribute to this a density δ and call δ_m the mean density of the earth, we have instead of (1)

$$g = g_0 \left[1 + \left(2 - \frac{\delta}{3\delta_m} \right) \frac{x}{r} \right] \dots \dots \dots (2)$$

Since $\delta/\delta_m = 1/2$, approximately, the increase in gravity with depth according to (2) is only about one-fourth as great as would be given by (1), which corresponds to Mr. Bullard's assumption.

There are, however, certain disadvantages in basing the concept of isostasy on hydrostatic pressure in the crust, as is done by Mr. Bullard and others. We know very well that the pressure is not hydrostatic in the crust, even at considerable depths. It savors of fiction, or at least of arbitrary convention, to assume hydrostatic pressure with in a mass of rock well above the general level, or indeed above any level other than that of the lowest ocean deeps, for if the pressure were hydrostatic, the higher masses would run down and flow over the lower ones.

The chief advantage of assuming equality of mass of the topography and its compensation rather than equality of pressure on the surface of compensation is, however, that of simplicity. If we assume equality of mass, we can reckon our loads from any convenient level, in particular from sea level. If we do not assume equality of mass, and equality of pressure requires inequality of mass, because of variation of gravity and non-parallelism of the verticals, then we must reckon our loads from such a level that the average load over the globe is zero, or make an appropriate correction. This level, called by the writer 'mean load level'*), lies about 1400 meters below mean sea level.

If we expand the apparent irregularities (ΔM) of mass as shown by the topography in a series of spherical harmonics of various orders, Y_0, Y_1 etc., we have**)

$$\Delta M = Y_0 + Y_1 + Y_2 \dots \dots \dots (3)$$

If ΔM is reckoned from mean load level or some equivalent process is used, the term in Y_0 is zero. Unless Y_0 is zero, we add to or subtract from the total mass of the earth when we make an isostatic reduction on any other basis than that of equality of mass; this is undesirable in reductions intended to determine the figure of the earth. The presence of a term in Y_0 is inconvenient not only in the computation of the direct effect of the disturbing masses but also in the computation of their indirect effect in deforming the geoid. Unless the disturbing

*) W. D. Lambert: Bulletin Géodésique, Nr. 26, p. 91, 1930.

**) Such an expansion has been made by A. Prey, Abhandlungen der k. Gesellsch. d. Wiss. zu Göttingen 11, 1, 1922.

potential ΔV is based on an expansion of type (8) in which Y_0 is zero, we can not use the convenient equation

$$H = \frac{\Delta V}{g} \dots \dots \dots (4)$$

where H is the warping of the geoid due to ΔM and to the resulting ΔV .

If we attempt to adhere strictly to the idea of equality of pressure, we must remember that since pressure depends on gravity, we must take account not only of the normal change of gravity with depth, as in (2), but also of anomalies in gravity due to anomalies in the distribution of mass. The attempt to introduce this latter consideration is responsible for much of the extreme complication of the law of density of compensation suggested by Love*), which, however, was entirely justified for Love's particular purpose, but is impractical in ordinary isostatic reductions.

For these reasons the writer suggests that the definition of isostasy as equality of mass be generally adopted as an arbitrary conventional definition in the computation of isostatic reductions. Even more desirable, however, than the adoption of any particular definition would be the general adoption by agreement of some one definition. The agreement could not and should not exclude the use of other definitions by individual investigators for their own purposes. The argument just given has been conceived mainly with reference to the determination of the figure of the earth but it seems to the writer that the definition of isostasy as equality of mass should be sufficient for other purposes, at least in the present state of knowledge of stresses in the earth. There are, however, other uses for gravity than the determination of the figure of the earth, such as the study of local crustal structure. In any argument about methods of reducing gravity observations it is well to bear in mind the words of Helmert**): „Im allgemeinen wird man wohl von vornherein zugeben müssen, dass verschiedene Verwendungsarten von g auch verschiedene Reductionen auf ein einheitliches Niveau bedingen, dass also die Aufgabe der Reduction nicht nur eine einzige Lösung hat. Wie immer aber auch reducirt wird, so müssen die reducirtten g doch mit einer hinreichenden Annäherung den Charakter von Differentialquotienten, des Schwerkraftpotentials W eines bestimmten Massensystems nach der Höhe besitzen, also ein $\partial W : \partial h$ sein, genommen für das einheitliche Niveau: das Potential-niveau $W = \text{const.}$ “

*) A. E. H. Love: Some Problems of Geodynamics. p. 9. Cambridge, England, 1911.

**) F. R. Helmert: Sitzungsber. d. kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. 1902, S. 844.

**Vorträge, gehalten auf der XI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,
am 13. bis 15. September 1934 in Pyrmont**

**Die Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers
im Atlantischen und Indischen Ozean*)**

Von Georg Wüst, Berlin — (Mit 5 Abbildungen)

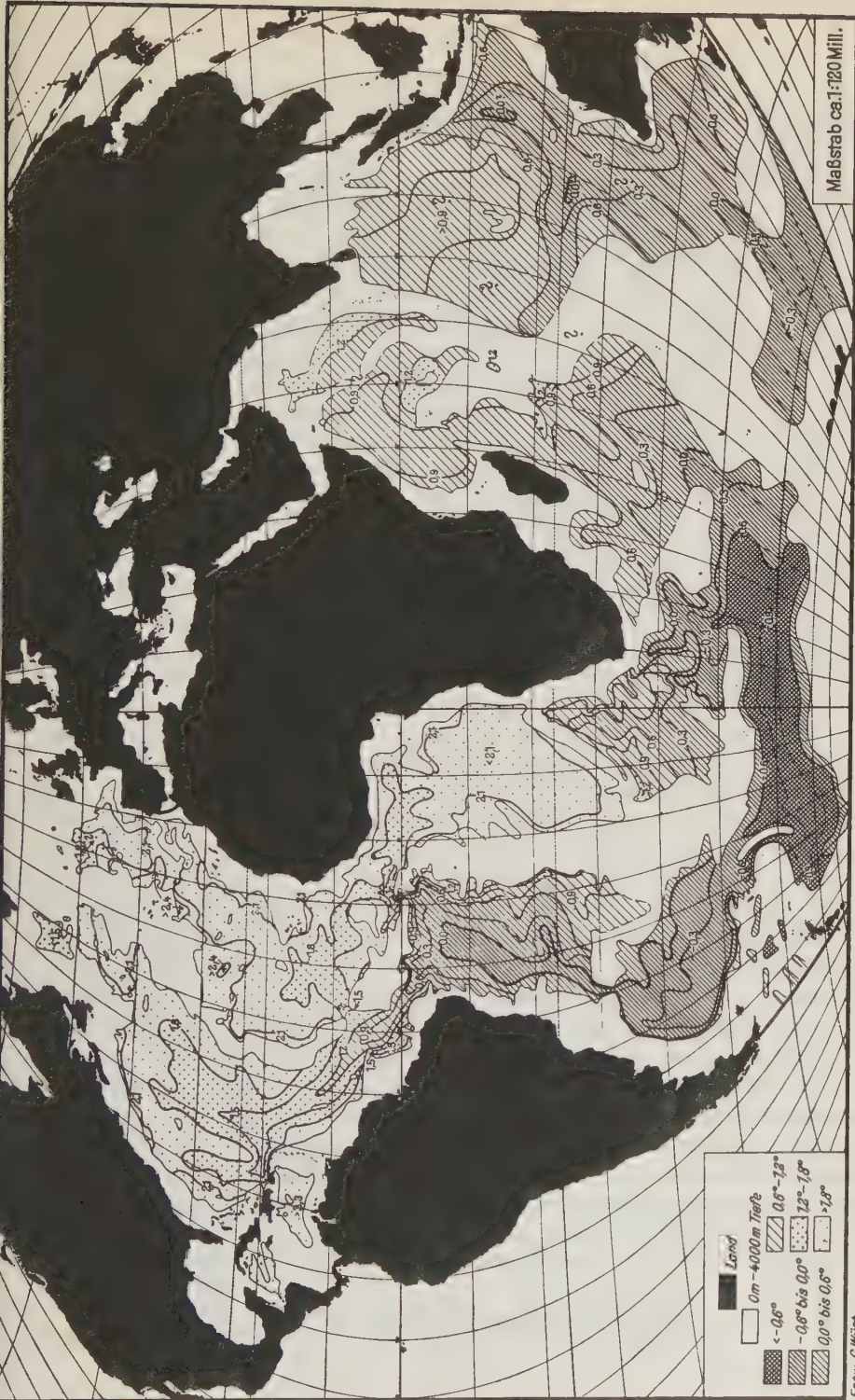
Auf Grund einer Bearbeitung alles erreichbaren Beobachtungsmaterials (im Atlantischen Ozean unter besonderer Verwertung des „Meteor“-Materials) wird die Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers in den Tiefseebecken des Atlantischen und des Indischen Ozeans verfolgt. Dabei ergeben sich neue Auffassungen über die Gliederung des Tiefseebodens. Im letzten Abschnitt wird zur Frage der Bildung des antarktischen Bodenwassers erneut Stellung genommen.

I. Horizontale Verteilung der Bodentemperatur

Die für die Bodenschichten von mehr als 4000 m Tiefe — also für den eigentlichen Tiefseeboden — entworfene *Karte der potentiellen Temperatur**)* lehrt durch die verhältnismäßig großen Temperaturunterschiede, daß sich die Bodenwassermassen keineswegs im Zustande nahezu völliger Ruhe, sondern offenbar in der Mehrzahl der Tiefseebecken in merklicher Bewegung befinden, die man unmittelbar aus dem Verlauf der Isothermen ablesen kann. Aus der Schraffierung geht besonders im *Atlantischen Ozean* der stromartige Charakter dieser Ausbreitung deutlich hervor. Die Hauptmasse des Bodenwassers beider Ozeane entstammt offenbar dem atlantisch-indischen Südpolarbecken, in dessen tiefsten Einsenkungen das kälteste Wasser von weniger als -0.9° liegt. Von hier breitet es sich in enger Abhängigkeit vom Relief und beeinflußt von der ablenkenden Kraft der Erdrotation sowohl nach Osten innerhalb des antarktischen Wasserringes, als auch nach Norden in die vier Tiefseemulden der beiden Ozeane aus. Die *Ausbreitung nach Osten* wird im Indischen Ozean durch den Kerguelen-Gaussberg-Rücken stark gehemmt. Dieser Rücken, dessen Satteltiefe nicht bekannt ist, doch 9000 m Tiefe kaum überschreiten dürfte, versperrt dem kältesten Bodenwasser ($< -0.8^{\circ}$)

*) Gekürzte Wiedergabe des in Pyrmont Oktober 1934 gehaltenen Vortrages, der eine Zusammenfassung und Fortführung von zwei an anderer Stelle veröffentlichten Untersuchungen des Verfassers darstellt: G. Wüst: Das Bodenwasser und die Gliederung der Atlantischen Tiefsee. Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“, 1925—1927, Bd. VI, Lief. I, Berlin 1933. G. Wüst: Anzeichen von Beziehungen zwischen Bodenstrom und Relief in der Tiefsee des Indischen Ozeans. Naturwissenschaften Heft 16. Berlin 1934.

**) Das ist nach Helland-Hansen die Temperatur, welche ein Wasserteilchen annehmen würde, wenn es adiabatisch vom Tiefseeboden bis zur Meeresoberfläche verschoben würde. Der adiabatische Effekt beträgt in 4000 bis 6000 m Tiefe 0.3 bis 0.6° , d. h. um diese Beträge sind die potentiellen Temperaturen niedriger als die tatsächlichen in situ.



Ernst G. Wüst

gez. H. Heide

Fig. 1. Verteilung der potentiellen Bodentemperatur (in mehr als 4000 m Tiefe) und Gliederung des Tiefseebodens im Atlantischen und im Indischen Ozean (Die Darstellung im Indischen Ozean ist vielfach hypothetisch)

des atlantisch-indischen Südpolarbeckens den Zutritt zum ostindischen Südpolarbecken und läßt in dieses nur das um 0.3° bis 0.4° wärmere antarktische Tiefenwasser (von etwa -0.5°) übertreten.

Die nordwärts gerichtete Ausbreitung ist am stärksten in der *westatlantischen Mulde* ausgeprägt. Hier können wir sie durch das argentinische, das brasilianische und das nordamerikanische Becken bis 40° N, also über eine Strecke von 100 Breitengraden verfolgen, eine Strömungserscheinung wahrhaft planetarischen Ausmaßes. Wesentlich anders liegen die Verhältnisse in der *ostatlantischen Mulde*, die eine stärkere Gliederung aufweist. Unter dem Einfluß zweier Querswellen — atlantisch-indische Schwelle in etwa 50° S und der im wesentlichen aus den Bodentemperaturen erschlossenen Kap-Schwelle in 37° — 50° S — ist der antarktische Bodenstrom bereits in den beiden südlichsten Becken (Agulhas- und Kap-Becken) schwächer entwickelt. Am *Walfischrücken* findet diese direkte, nordwärts gerichtete Ausbreitung ihr völliges Ende. Aber trotz dieser Absperrung stellen wir — im Gegensatz zur früheren Auffassung — auch weiter nördlich in der Ostmulde antarktische Einflüsse fest. Die Karte lehrt, daß es sich hierbei um indirekte antarktische Beeinflussungen auf dem Umwege über die westatlantische Mulde und durch *Einsattelungen im atlantischen Zentralrücken* in der Nähe des Äquators handelt, insbesondere durch die Romanche-Rinne, die wahrscheinlich auf 4500 bis 4800 m herabreicht. Der Verfasser hatte bereits 1933 (S. 78) auf Grund der Temperaturquerschnitte die Vermutung ausgesprochen, daß „in der Nähe von ‚Meteor‘-Profil XIV ... der nordatlantische Rücken, der im allgemeinen durch die 3500 m-Isobathe eingeschlossen wird, eine auf 3800 bis 4000 m Tiefe herabreichende Einsattelung besitzt“, und daß es daher noch unsicher sei, „ob man ... hier den Rücken durch die 4000 m-Linie beiderseitig begrenzen darf“. Durch die weitere Bearbeitung gewinnt diese Vermutung sehr an Wahrscheinlichkeit, so daß in der neuen Karte (Fig. 1) außer bei der Romanche-Rinne in 0° der Zentralrücken noch in etwa 8° N (nicht in 10° bis 14° N, wie damals vermutet) unterbrochen dargestellt ist und hier ein zweiter, bis etwa 4250 m Tiefe herabreichender Übertritt westatlantischen Bodenwassers (von etwa 1.7°) in die Ostmulde angenommen wird. Der Einfluß dieser äquatorialen Einstömungen westatlantisch-antarktischen Bodenwassers reicht in der Ostmulde nach Süden bis in das Angola-Becken (etwa 20° S), nach Norden bis in das nördliche Kanaren-Becken (30° bis 35° N).

Nur rudimentär ist im Atlantischen Ozean der *arktische Bodenstrom* entwickelt, einmal wegen des kleineren Einzugsgebietes und ferner dadurch, daß hochaufragende Querrücken (im Westen die Davis-Schwelle und der neuerschlossene Labradorrücken*), im Osten der bekannte Islandrücken oder Wyville Thomson-Rücken) die Bodenwässer der arktischen Becken abriegeln. Daher liegt die Grenzscheide zwischen arktischer und antarktischer Beeinflussung am Boden der atlantischen Tiefsee ganz asymmetrisch: im Westen in etwa 40° N im Neufundlandbecken, im Osten in rund 35° auf der Azoren-Schwelle.

*) Den wir bisher „Neufundlandrücken“ nannten.

Im *Indischen Ozean* ist entsprechend der Spärlichkeit und der Fehlerquellen des Beobachtungsmaterials der Verlauf der Isothermen noch vielfach hypothetisch. Immerhin gestattet unser Versuch, in den großen Zügen die Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers in beiden Ozeanen vergleichend zu betrachten und eine neue Hypothese über die Gliederung der indischen Tiefsee aufzustellen. Ganz im Gegensatz zum Atlantischen Ozean besitzt im Indischen das antarktische Bodenwasser in beiden Ozeanhälften eine annähernd gleiche Verbreitung, ja eher erscheint die Osthälfte etwas bevorzugt. Dies ist um so bemerkenswerter, als ja, wie bereits erwähnt, die Temperatur des Bodenstromes in seinem Ausgangsgebiet östlich des Kerguelen-Gaussberg-Rückens um etwa 0.4° höher liegt als im Westen. Offenbar fehlen in der indischen Tiefsee, besonders in der Osthälfte, hochaufragende und durchgehende Querswellen, welche die äquatorwärts gerichtete Ausbreitung des Bodenwassers — wie in der ostatlantischen Mulde — hemmen bzw. aufheben. Denn in den nördlichsten Randgebieten der indischen Tiefsee finden wir in 5° bis 10° N in beiden Ozeanhälften Bodentemperaturen von nur etwa 0.9° , Werte, die in dieser Breite nur in der atlantischen Westmulde auftreten und hier einem prozentischen Anteil*) von rund 50% des ursprünglichen antarktischen Wassers am Bodenwasser entsprechen. Fassen wir hingegen das meridionale Vordringen der 0° -Isotherme, die etwa einem Anteil der antarktischen Komponente von 80 bis 85% entspricht, ins Auge, so sehen wir, daß sie ihre nördlichste Lage in den einzelnen Mulden der beiden Ozeane in ganz verschiedenen Breiten erreicht: in der atlantischen Westmulde in 5° S, in der atlantischen Ostmulde in 39° S, in der indischen Westmulde in 49° S und in der indischen Ostmulde wahrscheinlich in etwa 45° S. Nach Osten tritt mit der Entfernung vom ozeanischen Kältepol des Weddellmeeres zweifellos eine Abschwächung des antarktischen Bodenstromes ein. Aber die Auffassung Deacons**), daß die 0° -Isotherme kontinuierlich „nach Osten hin immer näher an den antarktischen Kontinent heranrückt“ und im Indischen Ozean von 50° S (im Westen) auf 59° S (im Osten) zurückweicht, trifft nicht zu und ist dadurch entstanden, daß Deacon zwischen den weitabständigen „Discovery“-Profilen geradlinig interpoliert hat. Der zirkumpolare Verlauf der 0° -Isotherme steht, wie unsere Fig. 1 zum Unterschied von Deacons Kärtchen lehrt, in enger Beziehung zum Relief des Tiefseebodens. Überall dort, wo die antarktischen Becken durch tiefe Einsattelungen der subantarktischen Querswellen mit den nördlichen Tiefseebecken in freier Verbindung stehen, ist die 0° -Isotherme nach Norden hin mehr oder minder weit ausgebuchtet. Nach den Bodentemperaturen ist es nun sehr wahrscheinlich, daß auch die in 50° S verlaufende ostindische Querschwelle, die bisher als eine geschlossene submarine Verbindung zwischen dem australisch-tasmanischen Sockel und dem Kerguelen-Gaussberg-Rücken aufgefaßt wurde (vgl. Grolls Tiefenkarte),

*) Über die Berechnung der Vermischungsprozente vgl. S. 52 der 1933 erschienenen Arbeit des Verfassers.

**) G. E. R. Deacon: Die Nordgrenzen antarktischen und subantarktischen Wassers im Weltmeer. Ann. d. Hydrogr. 1934, S. 134 und Abb. 5.

eine solche tiefe Einsattelung*) aufweist, durch welche der Bodenstrom aus dem antarktischen Ostbecken in das südaustralische Tiefseebecken und von dort in die ostindische Mulde vordringt**). Aber ein zweites morphologisches Problem wird durch unsere Bearbeitung der Bodentemperatur aufgerollt, nämlich die wichtige Frage: Besteht zwischen den nördlichen zentralen Erhebungen, die im Zuge der Malediven, Tschagos-Inseln und Maskarenen gelegen sind, und dem Kerguelen-Gaussberg-Rücken ein morphologischer Zusammenhang, ist nicht die breite und tiefe Unterbrechung dieser beiden Systeme, welche in den bisherigen Tiefenkarten zwischen 20° und 30° S (ohne durch Lotungen belegt zu sein) angenommen wurde, mit mehr Wahrscheinlichkeit durch einen Zentralrücken zu ersetzen? Für die Existenz eines solchen *indischen Zentralrückens*, dessen Satteltiefe ähnlich wie die des atlantischen im allgemeinen 4000 m Tiefe nicht übersteigen dürfte***), sprechen nun in der Tat die Bodentemperaturmessungen, insbesondere der drei „Gauss“-Stationen 90 bis 92 in 25° bis 35° südl. Br. und 60° bis 74° östl. Länge, welche unmittelbar südlich des fraglichen Gebietes übereinstimmend die hohen potentiellen Temperaturen von 1,1° ergeben. Es ist zwar einschränkend zu bemerken, daß sich die mit dem Extremthermometer gemessenen Bodentemperaturen der „Gauss“ nicht in allen Fällen als zuverlässig erwiesen haben. Immerhin deutet sich eine Parallele zum atlantischen Zentralrücken an, die nicht nur für das Verständnis der Bodenzirkulation, sondern für die Erkenntnis des morphologischen Aufbaues der indischen Tiefsee von großer Bedeutung ist und die hier unterstrichen wird, um die künftige ozeanographische, geologische und seismische Forschung auf dieses offene Problem hinzuweisen. Noch an zwei weiteren Stellen weicht unsere Tiefendarstellung im Indischen Ozean von der Grolls ab: im NW zeigt unsere Karte einen diagonalen Querrücken — den *Carlsberg-Rücken* —, dessen Satteltiefe von der „Dana“-Expedition nach den Bodentemperaturen auf etwa 3500 m Tiefe geschätzt wurde, und im SW die *Crozet-Schwelle*, welche den Sockel der Crozet- und Prince-Edward-Insel mit Südafrika verbindet und an deren Existenz nach den Bodentemperaturen nicht mehr gezweifelt werden kann.

II. Vertikaler Aufbau des Bodenwassers im Atlantischen Ozean

Das „Meteor“-Material gestattet uns, durch zwei Längsschnitte die vertikale Schichtung und Ausbreitung des Bodenwassers im Atlantischen Ozean näher zu verfolgen. Die Schnitte, welche der Achse der Hauptausbreitung des Boden-

*) Neuere, auf der britischen Admiralitätskarte Nr. 2483 (1933) verzeichnete Lotungen sprechen ebenfalls für eine solche Einsattelung.

**) Zwar fehlen noch Beobachtungen, die bestätigen, daß Wassermassen von weniger als 0,3° sich in der von uns dargestellten Weise von dem antarktischen Ostbecken aus bis 8° S ausbreiten; denn manche auffallend niedrigen Werte zwischen 24° S und 8° S müssen heute noch als fraglich angesehen werden.

***) Die Annahme eines indischen Zentralrückens soll nicht die Möglichkeit des Vorhandenseins schmaler Durchlässe — wie wir sie im äquatorialen Atlantik feststellen — ausschließen.

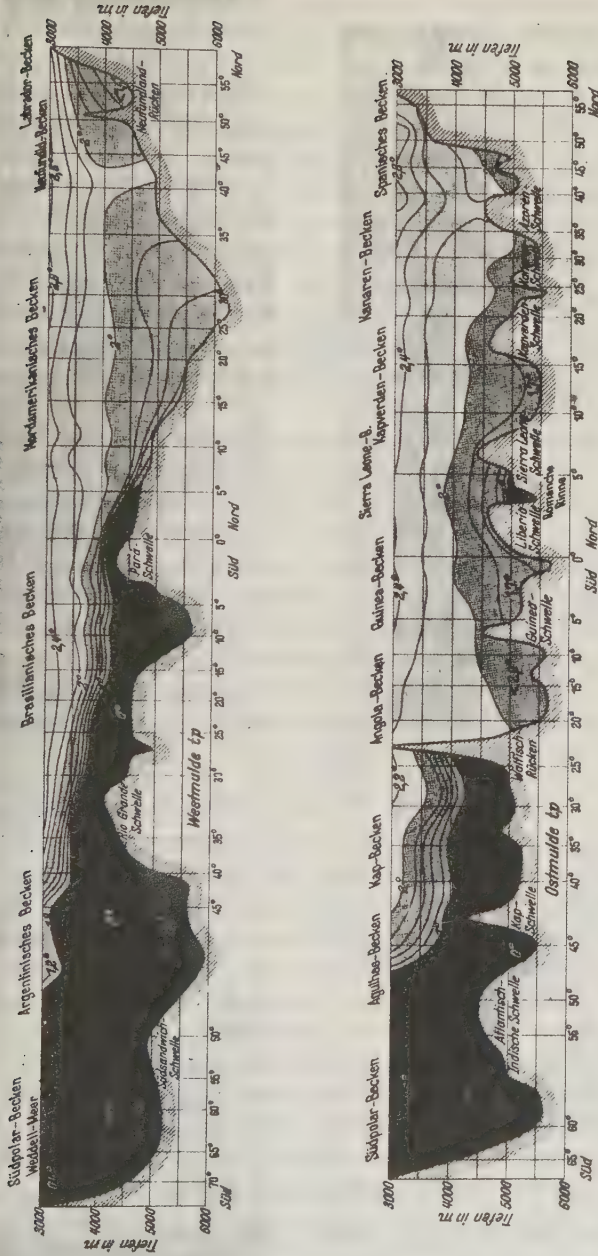


Fig. 2. Längsschnitt der potentiellen Temperatur in der Achse des Bodenstroms im Atlantischen Ocean
(in mehr als 3000 m Tiefe)

Oben: westatlantische Mulde, unten: ostatlantische Mulde

wassers, wie sie sich aus der Karte der potentiellen Bodentemperatur ergibt, folgen, stellen die Verhältnisse im Bodenwasser der Westmulde und der Ostmulde über eine Strecke von etwa 20000 km dar. Die Überhöhung ist 1000fach. Der Westschnitt zeigt klar die entgegengesetzte Ausbreitung der beiden Hauptwasserarten. Von Süden dringt am Boden das kalte antarktische Bodenwasser nach Norden vor, von Norden schiebt sich in entgegengesetzter Richtung das nordatlantische Bodenwasser als Tiefenwasser über das antarktische hinweg. Der antarktische Bodenstrom ist über die Strecke von 16500 km zu verfolgen, umgekehrt reicht die nordatlantische Beeinflussung von 40° N bis etwa 50° S. Beide Hauptwasserarten sind getrennt durch eine ausgesprochene Grenzschicht der Temperatur (auch des Salzgehaltes), die sich nach Norden allmählich senkt. Im einzelnen zeigt der Verlauf der Isothermen eine bemerkenswerte Anpassung an das Bodenrelief. Über den Schwellen kommt es zu Verstärkungen der Sprungschicht, die über der Rio-Grande-Schwelle das für diese Tiefen erstaunliche Temperaturgefälle von 1.1° pro 200 m aufweist.

Die Schnitte zeigen ferner die Unterschiede zwischen Ost- und Westmulde: gewaltige Reichweite des direkten antarktischen Bodenstromes im Westen, Abriegelung durch den Walfischrücken im Osten, Eindringen des indirekten antarktischen Bodenstromes in die Ostmulde durch die äquatorialen Einsattelungen, insbesondere die Romanche-Rinne. Wir erkennen, wie sich in der Ostmulde nach beiden Seiten das kältere Wasser westatlantischen Ursprungs ausbreitet, und wie jede Bodenwelle einen Teil seiner unteren Partien stufenweise abriegelt. Mit Hilfe dieser Schnitte läßt sich nun angenähert die Satteltiefe der zum Teil neu festgestellten bzw. neu bestätigten Schwellen ermitteln. Die wärmste Wassersäule liegt ganz asymmetrisch im Konvergenzgebiet beider Bodenströme (in 85° bis 45° N).

III. Zur Frage der Bildung des antarktischen Bodenwassers

Wir kommen nunmehr zu der oft diskutierten Frage: Wo und unter welchen Bedingungen wird das antarktische Boden- und Tiefenwasser gebildet? Nach den bisherigen Messungen befindet sich das kälteste Wasser ganz am Westrande des atlantisch-indischen Südpolarbeckens, im Innern der großen Bucht des Weddellmeeres, an dessen südwestlicher Umrandung von Brennecke bei der Eistrift der „Deutschland“ die extrem niedrigen potentiellen Bodentemperaturen von -1.97° in 700 m bis -1.02° in 3000 m beobachtet wurden. Dieses kälteste Bodenwasser entsteht, wie Brennecke*) gezeigt hat, auf der Flachsee des Weddellmeeres vornehmlich im Herbst, wo die Wassersäule zwischen 0 und 700 m Tiefe bis zur Gefrierpunkttemperatur (diese liegt für 34.69‰ bei -1.9°) abgekühlt wird, wobei die Konvektion durch Anreicherung von Salz bei der Bildung der Eisdecke gefördert wird. Über den Kontinentalabfall gleitet es dann advektiv

*) W. Brennecke: Die ozeanographischen Arbeiten der Deutschen Antarktischen Expedition 1911—1912. Aus dem Archiv der Seewarte XXXIX, Nr. 1. Hamburg 1922.

zur Tiefe und erfüllt die tiefsten Einsenkungen des atlantisch-indischen Südpolarbeckens. Es erhebt sich nun aber die Frage, ob durch diesen örtlich begrenzten und daher nicht sehr ergiebigen Prozeß und durch Vermischung mit einströmendem wärmeren Tiefenwasser die gewaltigen Wassermassen gebildet werden können, welche die antarktischen Becken zwischen 1500 und 5500 m Tiefe erfüllen.

Es liegt nahe, an eine zweite Entstehungsart zu denken, wie sie von Nansen für das arktische Bodenwasser angenommen wurde. Die Nansensche Theorie besagt, daß an gewissen engbegrenzten, durch Wind und Strom vom Eise offengehaltenen Stellen am Rande des Packeises im Herbst und Winter durch Ausstrahlung die Wasserteilchen so abgekühlt und schwer werden, daß sie bis zu den tiefsten Schichten konvektiv absinken. Aber im atlantisch-indischen Südpolarbecken existiert eine (in gewissen Gebieten der Arktis fehlende) wärmere, salzreichere und sauerstoffärmere Zwischenschicht in 300 bis 1500 m Tiefe, welche der Vertikalkonvektion eine Grenze setzt. Sie verdankt ihre Entstehung einem aus dem östlichen Teile dieses Beckens (vom Kerguelen-Gaussberg-Rücken) kommenden „antarktischen Unterstrom“, der als ein Ausläufer des nordatlanti-

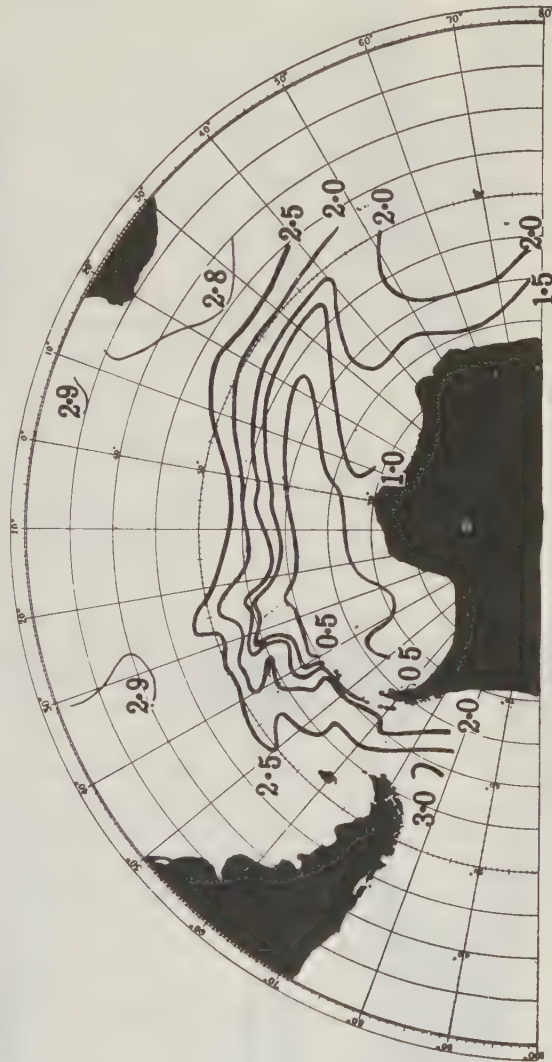


Fig. 3. Temperaturverteilung in der Kernschicht des warmen antarktischen Unterstromes im atlantisch-indischen Südpolarbecken nach Deacon 1934*)

*) Der Druckstock wurde freundlicherweise von der Schriftleitung der Annalen der Hydrographie zur Verfügung gestellt.

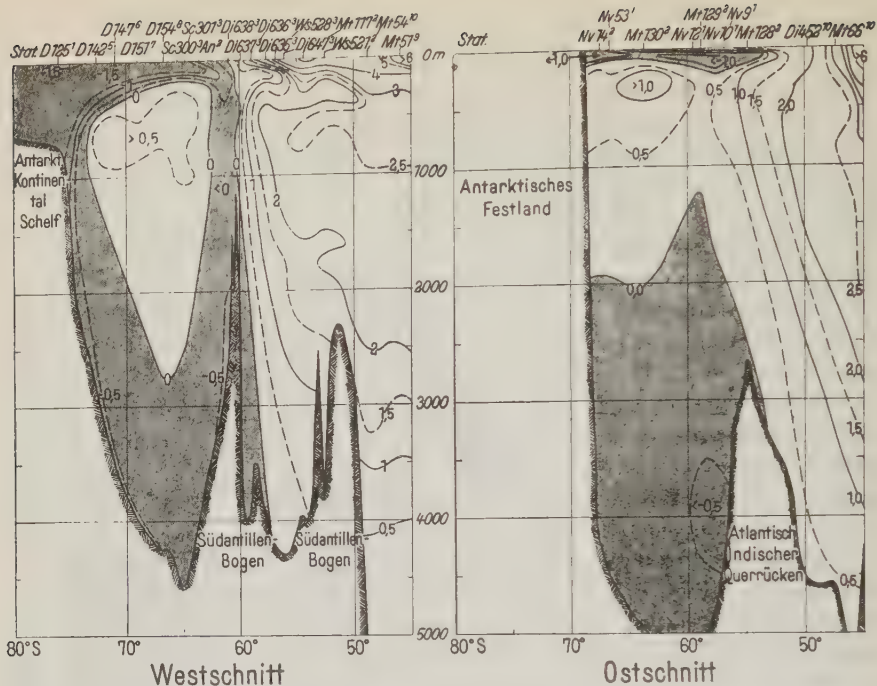


Fig. 4. Längsschnitte der Temperatur (in situ) durch das atlantische Südpolarbecken
(Oben die Stationen nebst Monat. An = Antarktis, D = Deutschland, Di = Discovery, Mt = Meteor, Sc = Sootia, Ws = William Scoresby.) (Wasser unter 0° schraffiert)

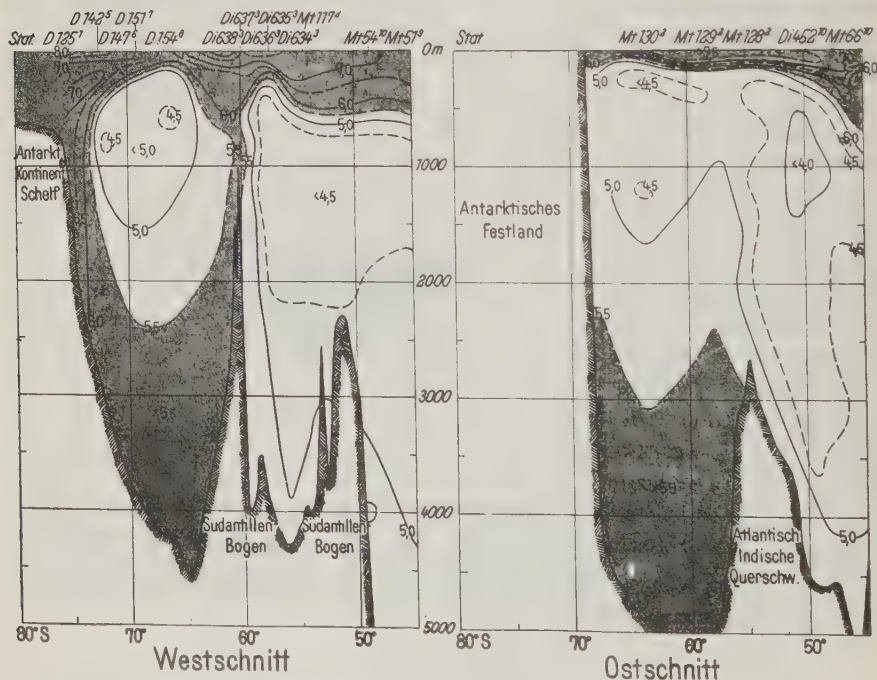


Fig. 5. Längsschnitte des Sauerstoffs (ccm) durch das atlantische Südpolarbecken

schen „Tiefenstroms“ aufgefaßt werden kann. Dieser Unterstrom verfrachtet, wie Deacon*) kürzlich schön gezeigt hat, relativ warmes Wasser in der Südhalfte des Südpolarbeckens, aber außerhalb des antarktischen Kontinentalabfalles, nach WSW bis in das Weddellmeer (Fig. 8).

Die so stets erhaltene wärmere Zwischenschicht riegelt die Deckschicht vom Tiefenwasser ab und verhindert eine durchgreifende Konvektion und Erneuerung des Bodenwassers im Sinne von Nansen. Nur dort, wo der warme Unterstrom fehlt, kann es zur Bildung von Bodenwasser kommen. Dies scheint außerhalb des antarktischen Kontinentalschelfes nach den neuesten Reihenmessungen von „Discovery“ und „Norvegia“, die zwar aus dem Sommerhalbjahr stammen, nur noch im innersten nordwestlichen Winkel des Weddellmeeres über dem südlichen Südantillenbogen der Fall zu sein. Die früher vom Verfasser ausgesprochene Hypothese, daß die Nansensche Theorie auch für die Antarktis zu Recht besteht, verliert also durch die neueren Beobachtungen und durch die ausführliche Diskussion des Problems, die Mosby**) im Anschluß an das „Norvegia“-Material kürzlich durchgeführt hat, an Wahrscheinlichkeit.

Die Längsschnitte der Temperatur in situ (Westschnitt in etwa 50° W, Ostschnitt in etwa 50° E) lassen die Bildung des kalten Bodenwassers in den Randgebieten des Weddellmeeres — einmal durch Advektion vom antarktischen Kontinentalschelf und zum anderen anscheinend durch Konvektion über dem südlichen Südantillenbogen — erkennen.

Besonders klar tritt diese doppelte Erneuerung des Bodenwassers in den Sauerstofflängsschnitten hervor.

Wir sehen, wie im Westschnitt das sauerstoffreiche Bodenwasser am Kontinentalabfall und über dem südlichen Südantillenbogen mit dem Oberflächenwasser in Verbindung steht, während im Ostschnitt, der zwar ausschließlich auf Sommerstationen beruht, diese Erneuerung durch die sauerstoffarme Zwischenschicht völlig unterbrochen ist.

Sind somit die flachen Randgebiete des Weddellmeeres als die Ursprungsstätten des kältesten Bodenwassers anzusehen, so bleibt die Frage offen, ob und in welchem Umfange noch an anderen Stellen des antarktischen Wasserringes Bodenwasser, wenn auch etwas höherer Temperatur gebildet wird, eine Frage, die nur auf Grund weiterer Reihenmessungen, besonders aus dem Winterhalbjahr, beantwortet werden kann.

*) A. a. O., S. 136 und Abb. 6.

**) H. Mosby: The waters of the Atlantic Antarctic Ocean. (Det Norske Vid.-Ak.) Oslo 1934.

Zur Dynamik des antarktischen Bodenstromes im Atlantischen Ozean *)

Von A. Defant, Berlin — (Mit 2 Abbildungen)

Bei der Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers im Atlantischen Ozean nach Norden spielen Mischungsvorgänge eine bedeutende Rolle. Bei stationären Verhältnissen müssen die Wirkungen dieser Mischungsvorgänge und die der Advektion einander das Gleichgewicht halten. Aus den daraus sich ergebenden Beziehungen läßt sich das Verhältnis Austausch : Stromgeschwindigkeit ableiten. Die Berechnungen auf Grund der Darstellung der potentiellen Temperatur dieses Stromes nach G. Wüst ergeben ein anschauliches Bild über die Strombahnen, die Geschwindigkeitsverteilung und die Mischungintensität innerhalb dieses Stromes.

Der antarktische Bodenstrom stellt einen wesentlichen Teil der großen ozeanischen Zirkulation dar, deren Triebkräfte im oberen Stockwerk der Ozeane, in der Troposphäre in erster Linie in den Luftströmungen der Atmosphäre, im unteren Stockwerk, in der Stratosphäre, aber vornehmlich in den durch Dichteunterschieden bedingten inneren Druckverschiedenheiten liegen. Als oberstes Prinzip für die Bewegungen in diesen tieferen Ozeanschichten kann man den Satz aufstellen: *Jede Wassermasse sucht im Ozean außerhalb ihres Bildungsraumes hauptsächlich durch horizontale Verlagerungen jene Schicht einzunehmen, die ihrer Dichte im vertikalen Aufbau entspricht.* Auf diese Weise entstehen die subpolaren Zwischenströme, auf dieselbe Weise die polaren Bodenströme, die eine der charakteristischsten Grundzüge der ozeanographischen Zirkulation sind. G. Wüst hat durch Verarbeitung des Beobachtungsmaterials der D. A. E. auf dem „Meteor“ für den Atlantischen Ozean die Details des antarktischen Bodenstromes aufgedeckt und in Band VI, 1 des „Meteor“-Werkes außerordentlich anschaulich dargelegt**). Die Dynamik dieses Bodenstromes könnte man in Fortsetzung seiner Untersuchung eingehend nach den Methoden studieren, die Bjerknes, Helland-Hansen und Sandström ausgearbeitet haben, und die darauf hinausgehen, aus dem thermohalinen Aufbau heraus das Druckfeld durch dynamische Isobathen zur Darstellung zu bringen. Durch das Druckfeld ist dann bei stationären Verhältnissen auch das Stromfeld gegeben, das Aufschluß über Richtung und Stärke in der Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers geben müßte.

Diese Art der dynamischen Behandlung des Beobachtungsmaterials kann erst im Zusammenhang mit der großen Aufarbeitung desselben für sämtliche Schichten des Atlantischen Ozeans gegeben werden; es wäre kaum zweckmäßig, diesen untersten Zweig der atlantischen Zirkulation abzuspalten und für sich zu behandeln, da die Druckverhältnisse in diesen tiefsten Wassermassen gewiß auch

*) Gekürzter Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft zu Bad Pyrmont, Oktober 1934.

**) Siehe den vorhergehenden Aufsatz.

vom Aufbau der Wassermassen darüber abhängen. Von dieser Methode der dynamischen Verarbeitung des Materials soll hier deshalb nicht die Rede sein; hingegen soll eine andere dynamische Betrachtung Gegenstand dieses Aufsatzes sein, die unmittelbar aus dem oben angeführten Zirkulationsprinzip folgt. Die horizontale Ausbreitung der in genügender Menge an einer Stelle des Ozeans gebildeten Wasserart erfolgt in eine andere Wasserart hinein und findet bei allmählicher Geschwindigkeitsabnahme unter *großen Mischvorgängen*, also unter *Turbulenzerscheinungen* statt. Darauf deutet ja eindringlich die zungenförmige Anordnung der Isohalinen und zum Teil auch der Isothermen hin. Es scheint möglich zu sein, unter Ausnutzung dieser Tatsachen etwas mehr über die Dynamik des Bodenstromes auszusagen, was vielleicht sogar über die andere dynamische Auffassung insofern hinausgeht, als diese bekanntlich die gewiß in großem Stile vorhandenen Turbulenzerscheinungen völlig außer acht lassen muß. Die Grundlage dieser Betrachtungsweise*) ist folgende: Beobachtet man in einer ungeordneten, turbulenten horizontalen Strömung eine Schichtung der Eigenschaft Θ in vertikaler Richtung, so muß zur Erhaltung des stationären Zustandes in Θ auch ein Gefälle von Θ in der Stromrichtung vorhanden sein und diese Verteilung ist gebunden an die Gleichung

$$\frac{A}{\varrho} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} - \frac{\partial u \Theta}{\partial x} = 0$$

(z vertikal, x horizontal). Das erste Glied gibt die Veränderungen in der vertikalen Verteilung von Θ , die durch den Austausch A bedingt sind; das zweite Glied gibt die Wirkung der horizontalen Advektion bei dem vorhandenen horizontalen Gefälle von Θ und der Stromgeschwindigkeit u . Nimmt man eine kleine horizontale Entfernung Δx , so kann man bei dem nur langsamen Geschwindigkeitsabfall u als konstant ansehen, und man erkennt, daß man aus dem im speziellen Falle gegebenen Aufbau von Θ ohne weiteres das Verhältnis A/u aus der Gleichung

$$\frac{A}{u} = \varrho \frac{\partial \Theta}{\partial x} / \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2}$$

bestimmen kann; da man A doch einigermaßen in enge Grenzen einschließen kann, läßt sich auch über u , die Stromstärke, etwas aussagen.

Diese Methode habe ich versucht**) erstmalig auf den antarktischen Bodenstrom im Atlantischen Ozean anzuwenden und habe hierbei Wüsts Darstellung der potentiellen Temperatur im Westschnitt durch denselben verwendet. Hierbei wurde schrittweise vorgegangen, jedesmal A/u für Raumelemente von $\Delta x = 500$ km Länge und $\Delta z = 250$ m Höhenunterschied bestimmt und gleichzeitig

*) A. Defant: Stabile Lagerung ozeanischer Wasserkörper und dazugehörige Stromsysteme. Veröff. d. Instituts u. Museum f. Meereskunde, Reihe A, Heft 19, 1929.

**) Siehe hierzu auch A. Defant: Die vertikale Verteilung von Temperatur und Salzgehalt im Weltmeer. Zeitschr. d. Ges. f. Erdkunde, Berlin 1930, S. 28.

auch die Wirkung der zur Horizontalen geneigten Stromrichtung in Rechnung gestellt. Die für ein solches Raumelement geltende Beziehung ist folgende:

$$A c_p q \left(\frac{\Delta \Theta_o}{\Delta z} - \frac{\Delta \Theta_u}{\Delta z} \right) + A c_p f \left(\frac{\Delta \Theta_l}{\Delta x} - \frac{\Delta \Theta_r}{\Delta x} \right) = c_p f u (\Theta_r - \Theta_l) + c_p q u \operatorname{tg} \alpha (\Theta_o - \Theta_u).$$

Die Bezeichnungen sind aus nachstehender Fig. 1 verständlich.

Das erste Glied links gibt die Wärmemenge, die infolge des vertikalen Austausches im Raumelement $f q$ stecken bleibt, das zweite jene, die infolge des horizontalen im Raumelement verbleibt, rechts stehen die Wärmemengen, die durch eine unter dem Winkel α geneigte Strömung durch Advektion transportiert werden. Aus dieser Gleichung läßt sich A/u bestimmen, und zwar wird:

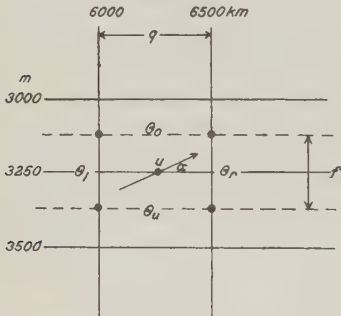


Fig. 1

$$\frac{A}{u} = \frac{\Delta z \left[\frac{f}{q} (\Theta_r - \Theta_l) + \operatorname{tg} \alpha (\Theta_o - \Theta_u) \right]}{\Delta \Theta_o - \Delta \Theta_u + \frac{f}{q} \frac{\Delta z}{\Delta x} (\Delta \Theta_l - \Delta \Theta_r)}.$$

Bei $f = 2.5 \cdot 10^4$ cm, $q = 5 \cdot 10^7$ cm, $\Delta z = 2.5 \cdot 10^4$ cm und $\Delta x = 5 \cdot 10^7$ cm wird

$$\frac{f}{q} \frac{\Delta z}{\Delta x} = 2.5 \cdot 10^{-7}.$$

Das zweite Glied im Nenner wird auf diese Weise, da $\Delta \Theta_l - \Delta \Theta_r$ von der Größenordnung des ersten Gliedes ist, klein, so daß es unbesorgt vernachlässigt werden kann; das besagt aber, daß von der Wirkung des horizontalen Austausches gegenüber jener des vertikalen, wie vorausszusehen war, abgesehen werden kann. Das zweite Glied im Zähler hingegen muß Berücksichtigung finden, da bei gleicher Größenordnung der Klammerausdrücke $\operatorname{tg} \alpha$ von derselben Größenordnung werden kann wie f/q . Verläuft die Strömung diagonal zum Raumelement, so wird $\operatorname{tg} \alpha = f/q$. Beziehen wir die Neigung der Strombahnen auf die Entfernung $q = 500$ km, so wird $\operatorname{tg} \alpha = m/q$ und m der Anstieg bzw. Abfall der Stromlinie innerhalb des betrachteten Raumelementes.

Zur Berechnung der Größe A/u benötigt man somit außer der Verteilung der potentiellen Temperatur Θ auch den Verlauf der Strombahnen, über die wir direkt nichts wissen. Nur daß in der Nähe des Meeresbodens die Strömung parallel diesem verlaufen muß, kann ohne weiteres angenommen werden. Mit Entfernung von der Grenzfläche des Meeresbodens kann mehr oder minder $\operatorname{tg} \alpha$ von der Neigung des Meeresbodens abweichen, aber wie nach gut fundierten hydrodynamischen Anschauungen anzunehmen ist, stets in der Richtung einer Abnahme von $\operatorname{tg} \alpha$; der Einfluß des Meeresbodens nimmt rasch mit Entfernung von demselben ab. Beginnt man die Berechnung in einer vertikalen Säule über dem Meeresboden im untersten Raumelement, so ist somit in diesem die Größenordnung von $\operatorname{tg} \alpha$ gegeben; für die oberen Raumelemente wird $\operatorname{tg} \alpha$ kleiner anzusetzen sein. Die tat-

sächliche Durchführung der Rechnung zeigt, daß man in der Wahl der Werte von $\operatorname{tg} \alpha$ ziemlich beschränkt ist, will man nicht zu unsinnigen Werten von A/u kommen. Es gibt nur wenige zusammenpassende Werte von A/u und $\operatorname{tg} \alpha$, die das ganze Stromsystem als geschlossenes Ganzes erscheinen lassen, so daß die Lösung der Aufgabe auch ohne direkte Kenntnis von $\operatorname{tg} \alpha$ innerlich als *eindeutig* angesehen werden kann. Die Stromgrenze zeigt sich im Stromaufbau durch Umschlagen des Wertes von A/u in *negative* Werte; die Richtung des Stromes wird dann bei stets positivem A umgekehrt; der Strom fließt in entgegengesetzter Richtung. Meistens wird gleichzeitig das Verhältnis A/u groß, d. h. bei etwa gleichem Austausch sinkt die Stromstärke herab, wie es zumeist in Stromgrenzen zu erwarten ist; an der Grenzfläche selbst wird ja $u = 0$.

Das Ergebnis der Berechnung für den antarktischen Bodenstrom im Atlantischen Ozean ist in Fig. 2 gegeben; sie enthält für jedes Raumelement die angenommene Stromrichtung und den gefundenen Wert von A/u ; Stromrichtung und A/u stützen sich vom Raumelement zu Raumelement gegenseitig und liefern das *Stromsystem des antarktischen Bodenstromes*. Ganz deutlich tritt seine Grenze oben gegen den atlantischen Tiefenstrom hervor; er selbst folgt in seinen Stromlinien dem Bodenrelief und wird in seinem weiteren Verlauf gegen Norden seichter und

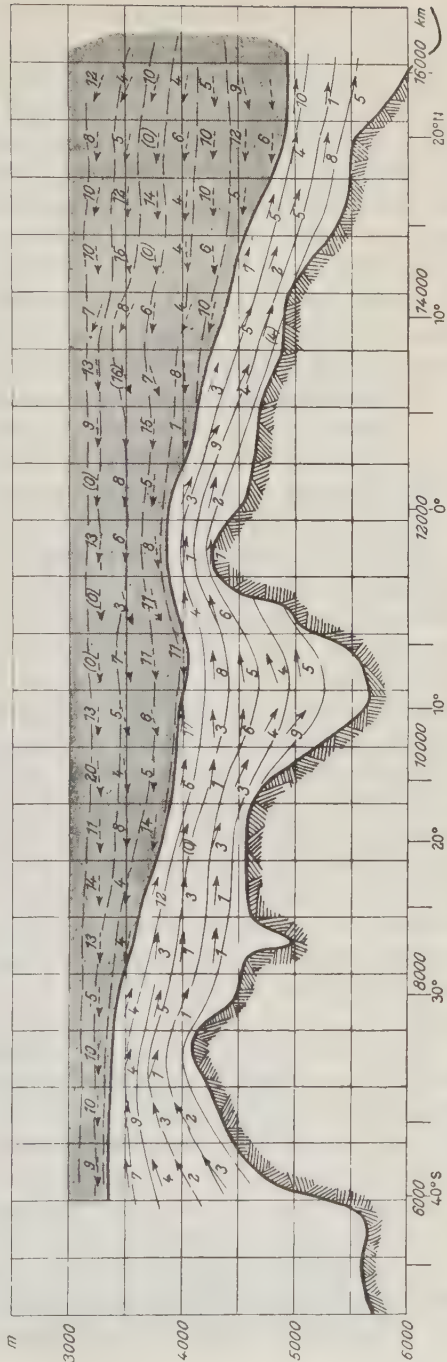


Fig. 2. Stromlinien und die Werte A/u in der Stromachse des antarktischen Bodenstromes im Atlantischen Ozean

seichter, bis er an Geschwindigkeit abnehmend sich völlig verläuft. Deutlich erkennt man auch die Zusammendrängung der Stromlinien über den Aufragungen des Meeresbodens in der Rio Grande-Schwelle und in der Paraschwelle bei gleichzeitigem Herabgehen des Wertes von A/u . Dies besagt, daß an diesen Stellen, wohl infolge Verkleinerung des Stromquerschnittes, die Stromstärke *zunimmt*, vielleicht sogar bei gleichzeitiger Abnahme des Austausches. So findet man über den beiden Schwellen für A/u Werte zwischen 1 und 2, in den Mulden hingegen zwischen 5 und 6. Bei gleichem Austausch würden sich die Stromstärken somit wie etwa 4 zu 1 verhalten, ein ziemlich bedeutender Unterschied. Er ist vielleicht noch größer, wenn etwa, wie bereits erwähnt, mit Zunahme der Stromstärke der Austausch abnimmt, was nicht ganz unwahrscheinlich ist. Im atlantischen Tiefenstrom darüber steigt der Wert von A/u auf die Größenordnung von etwa 10; das besagt, daß im antarktischen Bodenstrom die Stromstärke im Mittel etwa drei- bis viermal größer ist als in den untersten Schichten des atlantischen Tiefenstromes darüber. Der antarktische Bodenstrom tritt so scharf als eine besonders kräftige Strömung deutlich in Erscheinung.

Wollen wir etwas über die absoluten Werte der Stromstärke aussagen, so müssen wir eine Annahme über A machen. Leider besitzen wir keine einfache Methode, etwa das A selbst oder das Produkt Au zu bestimmen, woraus sofort A und u sicher geben würden. So müssen wir unsere allgemeinen geringen Kenntnisse über die Größe des Austausches in tiefen Meeresströmungen heranziehen, um einen Schluß auf die Stromstärke im antarktischen Bodenstrom zu ziehen. Die Größenordnung von A dürfte etwa zwischen 3 und 10 $\text{cm}^{-1} \text{g sec}^{-1}$ liegen, vielleicht näher an dem unteren Wert als an dem oberen. Nehmen wir 4 als Mittelwert, dann würden die kleineren Werte des Verhältnisses $A/u = 1$ für u den Wert 4 cm/sec geben, die größeren Werte in den Mulden $A/u = 6$ hingegen für u etwa 0.7 cm/sec . Vergrößern wir den Wert von A , dann erhöhen sich diese Werte, aber nicht sehr; für $A = 10$ würden sie 10 cm/sec bzw. 1.7 cm/sec sein. *Wir können daraus schließen, daß die Stromstärke im Stromstrich des antarktischen Bodenstromes etwa zwischen 1 und 5 cm/sec liegen, im allgemeinen aber kaum 10 cm/sec übersteigen dürfte.* Im atlantischen Tiefstrom darüber wären die absoluten Werte von u entsprechend geringer; für $A = 4$ erhält man 0.4 cm/sec , für $A = 10$ aber 1 cm/sec .

Nicht nur aus der Verteilung der potentiellen Temperatur, auch aus jener des Salzgehaltes muß sich auf gleichem Wege das Verhältnis A/u und die Neigung der Strombahnen ermitteln lassen, oder das aus der Temperaturverteilung ermittelte Strombild muß aus gegebener Anfangsverteilung des Salzgehaltes seine Verteilung längs des ganzen Stromes abgeben. Einige Stichproben, die mit den Wüstchen Werten der Salzgehaltverteilung im antarktischen Bodenstrom des Atlantischen Ozeans ausgeführt wurden, bestätigten im allgemeinen das zu erwartende. Es besteht kein Zweifel, daß die hier dargelegte Methode in dem dynamischen Aufbau des antarktischen Bodenstromes einigen Einblick gewährt, allerdings uns nichts darüber besagt, worin die treibenden Kräfte dieses Stromes liegen.

In ganz ähnlicher Weise läßt sich diese Methode auch auf den subpolaren Zwischenstrom, der ja auch nichts anderes als ein Einschub andersgearteter Wassermassen in einem anderen Wasserkörper anzusehen ist, anwenden. Auch in diesem Falle werden wir dadurch Kenntnis des Verhältnisses A/u in ihm gewinnen und so auf die zwei wichtigsten Bestimmungsstücke einer Meeresströmung: seinen Wassertransport und seine Mischungsintensität, schließen können.

Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 8 Abbildungen)

Die Versuche mit dem statischen Schweremesser hatte ich für Messungen auf dem festen Lande im vorigen Herbst zu einem gewissen Abschluß gebracht mit dem Ergebnis, daß der mittlere Fehler einer einzelnen Messung mit dem jetzigen einfachen Versuchsapparat etwa ± 2 bis 3 Milligal beträgt. Praktisch bedeutete es, daß man bei einer gravimetrischen Vermessung mit einem drei oder vier voneinander unabhängige Instrumente enthaltenden Apparat, dessen Bau ich schon seit einem Jahre plante, oder durch häufige Wiederholungen mit dem einfachen Instrument, eine Genauigkeit erhalten kann, welche derjenigen des Pendels (etwa ± 1 Milligal) zum mindesten gleichkommt. Leider habe ich die Mittel für den Bau des neuen Instruments erst jetzt erhalten, so daß meine Hoffnung, bereits in diesem Sommer einen erheblichen Teil der norddeutschen Tiefebene mit einem dichten Netz von Schweremessungen überziehen zu können, nicht verwirklicht werden konnte. Es wurden daher nur die Versuche mit dem jetzigen einfachen Instrument fortgesetzt.

a) Messungen auf fahrenden Schiffen

Da bei den Messungen auf einem fahrenden Flußdampfer auf der Elbe im September v. J. bereits eine durchschnittliche Genauigkeit von etwa ± 3 bis 4 Milligal erzielt werden konnte, so wurden die Versuche zunächst in der Richtung fortgesetzt, die Verwendungsmöglichkeit des Instruments für Schweremessungen auf See zu prüfen. Die instrumentellen Faktoren, welche dabei in erster Linie beachtet werden müssen, sind:

1. der zeitliche Gang der Nullage,
2. die Dämpfung.

Bei Messungen auf dem festen Lande sind diese Umstände von geringer Bedeutung. Man kann ohne weiteres mit einem nur wenig gedämpften Apparat arbeiten, da

dieser an den einzelnen Beobachtungspunkten genügend ruhig hängt. Ebenso ist der an sich geringe zeitliche Gang der Nullage aus Anschlußmessungen an Pendelstationen oder aus Wiederholungsmessungen ohne weiteres zu eliminieren. Für Messungen auf dem Meere liegen in dieser Hinsicht die Umstände aber bedeutend ungünstiger: Anschlußmessungen können zuweilen nur in ganz großen Zeitabständen gemacht werden, und die Schwankungen des Aufstellungsortes sind so groß, daß Ablesungen nur bei hinreichend stark gedämpften Apparaten möglich sind. Die Frage war nur, wieweit diese beiden Umstände die Genauigkeit der statischen Schweremessungen auf See beeinträchtigten.

1. Erste Fahrt auf Elbe und Nordsee.

Die erste Messungsfahrt auf der Nordsee wurde Anfang Mai dieses Jahres ausgeführt an Bord des etwa 10000 Tonnen großen Frachtschiffes „Geierfels“ der Hansalinie*) von Hamburg nach Antwerpen und zurück auf dem gleich großen Dampfer „Freienfels“. Damit verbunden wurde eine Wiederholung der vorjährigen Messungen auf der Elbe und Havel von Hamburg bis Spandau**). Das Instrument befand sich in dem gleichen Zustand wie bei der Messungsfahrt im September 1933: Die Dämpfung war nur sehr gering, der Skalenwert betrug 12.5 (d. h. einem Zentimeteraussschlag der Menisken entsprach eine Schwereänderung von 12.5 Milligal). Der gesamte Ablesebereich betrug etwa 230 Milligal.

Obwohl die Nordsee sehr ruhig war, waren Ablesungen auf offener See nicht möglich. Infolge der geringen Dämpfung schwankten die Menisken meistens nach beiden Seiten über den Ablesebereich hinaus, so daß die Mittellage nicht bestimmt werden konnte. Schweremessungen konnten daher nur auf dem Unterlauf der Elbe von Hamburg bis Neuwerk, außerdem in den kurzen Abschnitten von Antwerpen und von Rotterdam bis zur See vorgenommen werden. Bei diesen Messungen lag die Amplitude der Schwankungen meistens in der Größenordnung von 10 bis 30 Milligal, oft noch darüber hinaus, sehr häufig betrugen sie aber auch nur wenige Milligal. Beobachtet wurden meistens die Amplituden, aus denen nach Beendigung der Messungsreise die Mittelwerte abgeleitet wurden. Die Berechnungsarbeiten sind dann ja sehr einfach: Die Ablesewerte werden mit dem Skalenwert multipliziert. Als Korrektur wurde die von Richtung und Geschwindigkeit des Schiffes abhängige sogenannte „Eötvös-Korrektion“ angebracht und sodann, um die Anomalien für sich dargestellt zu erhalten, die Normalwerte nach der älteren Formel von Helmert von 1901 in Abzug gebracht. Für die oberhalb Hamburgs liegenden Messungen wurden außerdem noch die geringe Freiluft- und Bouguersche Korrektur berücksichtigt. Die Eötvös-Korrektion wegen der Ost-West-Ge-

*) Der Hansalinie möchte ich für die freundliche Hilfe und Unterstützung, welche ich bei den Messungen erfuhr, bestens danken.

**) An dieser Messungsfahrt nahmen Herr Dr. Jung und Herr cand. ing. Rebenstorf teil, die sich sowohl an den Beobachtungen wie an der Auswertung der Beobachtungsergebnisse beteiligten.

Fig. 1. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Elbe und Havel von Darchau bis Schollene



schwindigkeit des Aufstellungsortes bildet, wie schon im vorigen Jahre festgestellt wurde, die wesentlichste Fehlerquelle bei den statischen Schweremessungen; sie ist größer als die im Apparat selbst liegende Messungsunsicherheit. Der Gesamtbetrag der Eötvös-Korrektion schwankte etwa zwischen $+70$ und -70 Milligal auf dem Seedampfer, zwischen $+30$ und -10 Milligal auf dem Flußdampfer. Geschwindigkeit und Richtung des Schiffes ändern sich auf der Elbe fast ununterbrochen, während der Fahrt, das gilt besonders für den Flußdampfer oberhalb Hamburgs. Die Angaben, welche wir unterhalb Hamburgs vom Steuermann über Kurs und Geschwindigkeit des Schiffes erhielten, genügen, wie wir haben feststellen müssen, für die hinreichend genaue Erfassung der Eötvös-Korrektion an den einzelnen Meßpunkten nicht, weil man immer nur den durchschnittlichen Wert für größere Wegstrecken erhält.

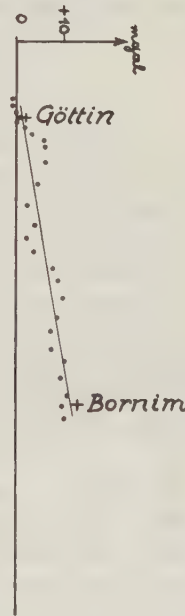
Die Wiederholung der Messungen auf dem Flußdampfer*) von Spandau bis Hamburg gab zunächst einen Aufschluß über die Ursache der zeitlichen Änderung der Nullage und ein Bild über die Reproduzierarbeit der Messungen. Auf der Hinfahrt — es waren sehr heiße Tage — schmolz das Eis außerordentlich schnell ab. Der zeitliche Gang nahm sehr zu und erwies sich als nicht linear. Nachträglich stellten wir fest, daß der Wärmeschutz im Laufe der Zeit defekt geworden war. Durch das Wasser, das häufig in den Daunenschutz eingedrungen war, waren die Daunens zum großen Teil vermodert, so daß der Wärmeschutzmantel nur noch teilweise isolierte, was natürlich ungleichmäßiges Abschmelzen des Eises zur Folge hatte. Wir konnten diesen Mangel dadurch — und zwar schon ziemlich vollständig — abschwächen, daß häufig und sorgfältig Eis nachgefüllt wurde. Um sicher zu gehen, haben wir nur die Meßprofile berücksichtigt, welche frei von jedem zeitlichen Gang der Nullage sind.

Fig. 1 zeigt das Ergebnis der statischen Schweremessungen auf der Elbe und Havel von Darchau bis Molkenberg am 12. und 13. Mai; in der oberen Kurve ist zum Vergleich das Ergebnis der Messungen in diesem Abschnitt vom September 1933 dargestellt. In Fig. 2 sehen wir das Ergebnis der Messungen von Molkenberg bis nach Spandau am 13. und 14. Mai, darüber denjenigen Teil des Meßprofils von Brandenburg bis Potsdam, der arch im vorigen Jahr gemessen wurde. (Von der Havelmündung bis Brandenburg ist der Weg dann ein anderer als bei der Messungsfahrt durch den Plauer Kanal im vorigen Jahr.)

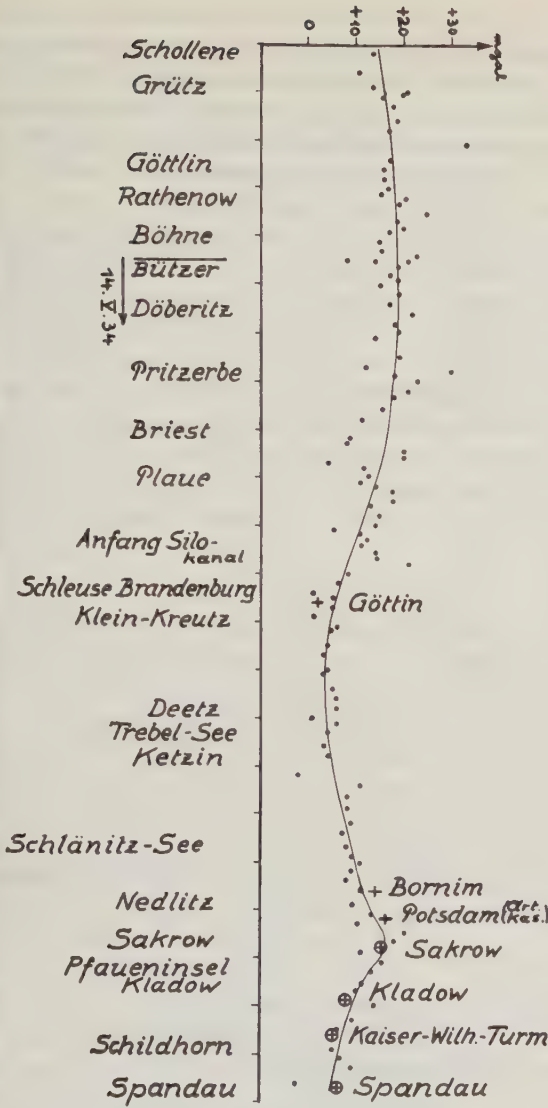
Die Übereinstimmung mit den Pendelmessungen, soweit diese nahe genug angeschlossen werden konnten, sowie die Übereinstimmung mit den Messungen des vorigen Jahres ist augenscheinlich. Die Schwereantiklinale in der Gegend zwischen Lenzen und Wittenberge, der Schwereanstieg in der Gegend vor der Havelmündung und zwischen Brandenburg und Potsdam kommt sowohl in den vorjährigen als in den diesjährigen Messungen klar zum Ausdruck; nur das südlich

*) Der Schlesischen Dampferkompagnie, Berliner Lloyd, welche uns die Ausführung der Messungen an Bord ihrer Eilfrachtdampfer gestattete, bin ich zu großem Dank verpflichtet.

+ Pendelwerte unweit
des Meßprofils.
⊕ Pendelwerte am
Meßprofil.
Maßstab.
0 5 10 km



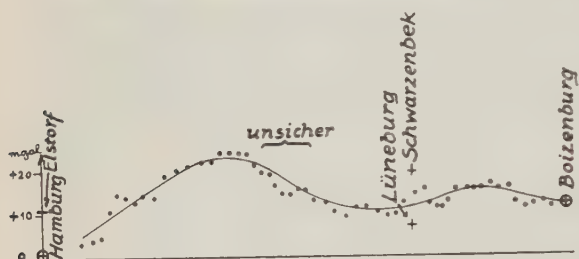
am 15. IX. 1933.



am 13./14. I. 1934.

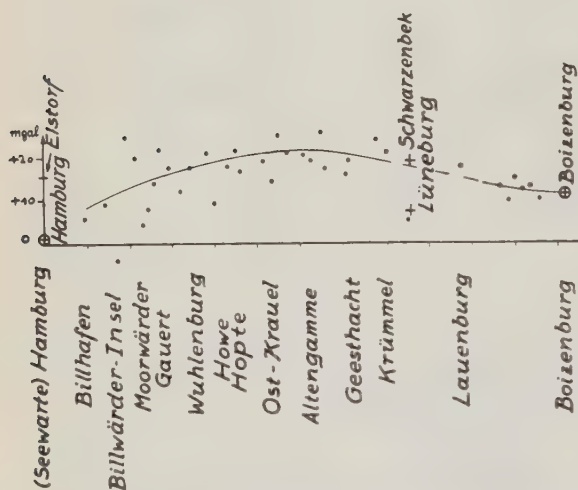
Fig. 2. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Havel von Schollene bis Spandau

von Wittenberge liegende Gebiet geringerer Schwerkraft erscheint in den diesjährigen Messungen um etwa 4 bis 5 Milligal flacher als bei den Messungen des vorigen Jahres. Eine nicht völlige Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Messungen im September 1933 zeigt das Messungsergebnis im Gebiet der Vierlande südöstlich von Hamburg (Fig. 3). Doch wird das Resultat, daß das Gebiet der Vierlande ein Gebiet positiver Schwerestörung ist, im wesentlichen bestätigt. Die



⊕ Pendelwerte am Meßprofil.
+ " unweit des Meßprofils.

am 13. XI. 1933.



am 12. VI. 1934.

0 5 10 km Maßstab.

Fig. 3. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Elbe von Hamburg bis Boizenburg

Nichtübereinstimmung mit den vorjährigen Messungen erstreckt sich über die Strecke Ost-Krauel bis Krümmel. Gerade dieser Teil wurde aber in den vorjährigen Messungen als sehr unsicher angegeben wegen der sehr ungenauen Eötvös-Korrektion, so daß ich dem jetzigen Ergebnis ein größeres Gewicht beimessen möchte. Die größere Streuung der einzelnen Werte ist auf die veränderte Beobachtungsmethode zurückzuführen: Im vorigen Jahre wurde ununterbrochen beobachtet und dann für längere Strecken das Mittel aus den Ablesungen, der Geschwindigkeit und der Richtung genommen. Dagegen wurde bei dieser Messungsreise mit den

Ablesungen möglichst gewartet, bis der Dampfer ein Stück geradeaus fuhr, und dann für die Eötvös-Korrektion die Richtung dieser kurzen Wegstrecke genommen. Beide Methoden haben ihre Vor- und Nachteile: die erstere setzt voraus, daß die Ablesungen zeitlich gleichmäßig verteilt sind, die zweite, daß Richtung und Geschwindigkeit für den kurzen Beobachtungsabschnitt hinreichend genau erfaßt werden. Beides ist nur unvollkommen zu erreichen. Auf dem Seedampfer war es sehr hinderlich, daß sich der Apparat unten im Frachtraum befand. Auf dem Flußdampfer fuhr der Dampfer infolge des niedrigen Wasserstandes selten für 2 Minuten geradeaus. Meistens geriet man mit den Ablesungen bereits in einen Bogen, und dann ist es sehr schwierig, die zu dem Mittelwert der Ablesungen zugehörige Richtung anzugeben. Es kann wohl angenommen werden, daß die Eötvös-Korrektion im Durchschnitt auf etwa 4 bis 8 Milligal sicher erfaßt worden ist; die Abweichungen verteilen sich ganz entsprechend dem Fehlergesetz, so daß man gut den mittleren Verlauf der Schwerkraft in dem Meßprofil verfolgen kann. Die einzelnen stärker herausfallenden Meßwerte sind sicher auf Fehler in der Eötvös-Korrektion zurückzuführen. Daß der statische Schweremesser sehr genau auf diesen Eötvös-Effekt reagiert, kann man bei jeder Richtungsänderung beobachten.

2. Messungsfahrt Hamburg—Finnland

Nach den Erfahrungen der ersten Messungsfahrt auf der Nordsee wurde an dem statischen Schweremesser zunächst die äußere Schutzhülle wieder gut wärmeisolierend gemacht und die Empfindlichkeit herabgesetzt; der Skalenwert betrug 36.6 (d. h. 1 cm Ausschlag der Menisken bedeutet eine Schwereänderung von 36.6 Milligal), der gesamte Ablesebereich daher etwa 730 Milligal. Außerdem wurde eine recht erhebliche Dämpfung angebracht. Diese hat zur Folge, daß kurzperiodische Erschütterungen überhaupt keinen Einfluß auf die Einstellung der Menisken haben; nur langperiodische Schwankungen (Perioden von mehreren Sekunden an) gehen ein. Ob und wie weit nun bei einer so starken Dämpfung die Mittellage von der Größe und Periode der Schwankungen beeinflußt wird, konnten erst die praktischen Messungen ergeben.

Mit diesen instrumentellen Verbesserungen wurde eine zweite Messungsfahrt ausgeführt auf dem etwa 5000 Tonnen großen Motorschiff „Mimi Horn“ der Horn-Linie*) von Hamburg durch die Nordsee, Skagerrak, Sund, Ostsee nach Kotka in Finnland vom 26. bis 30. Juni und denselben Weg zurück vom 7. bis zum 11. Juli**). Die Route ist in Fig. 4 angegeben (die auf der Fahrt als Gebiete

*) Der Horn-Linie, im besonderen den Offizieren und Mannschaften der „Mimi Horn“, möchte ich für die freundliche Unterstützung, welche uns in jeder Beziehung bei der Messungsfahrt gewährt wurde, meinen größten Dank aussprechen.

**) Auf der Fahrt nahmen Herr Dr. Wünschmann und Herr cand. ing. Rebenstorf an den Beobachtungen teil. Die gesamte Auswertung der Beobachtungen (es handelte sich um etwa 900 Messungen) übernahm Herr Dr. Wünschmann, der diese Arbeit mit größter Sorgfalt und Genauigkeit ausführte, wofür ich ihm meinen größten Dank ausspreche.



Fig. 4. Messungsfahrt mit dem statischen Schweremesser Hamburg—Finnland vom 26. Juni bis 11. Juli 1934

positiver Schwerestörung festgestellten Abschnitte sind durch kurze Schraffur hervorgehoben).

Beobachtet wurde in der Weise, daß 5 Minuten lang abgelesen und dann eine Pause von 5 Minuten gemacht wurde. Dieses Schema wurde im allgemeinen innegehalten; nur bei der Rückfahrt wurde auf den Wegstrecken (im Sund und auf der Elbe), auf welchen die Meßflüssigkeit in den Kapillaren ziemlich ruhig stand, eine größere Anzahl von Beobachtungen ausgeführt. Die größte Sorgfalt wurde diesmal auf die Bestimmung der Eötvös-Korrektion gelegt. Herr Dr. Wünschmann vom Geodätischen Institut übernahm die Aufgabe, fortlaufend Ort, Geschwindigkeit und Richtung des Schiffes auf das genaueste zu kontrollieren, und dank der peinlichen Sorgfalt, mit der er diese Bestimmungen durchführte, gelang es, die Eötvös-Korrektion durchweg mit einer hinreichenden Genauigkeit (innerhalb von etwa 2 bis 3 Milligal) zu erfassen. Der Aufstellungsort des Apparates war ziemlich günstig: auf dem Bootsdeck, nicht weit von der Mittelsenkrechten des Schiffes. Freilich sind die horizontalen Bewegungen des Aufstellungsortes wegen seiner Höhe beim Schlingern des Schiffes recht groß, aber die vertikale Bewegungskomponente, die am stärksten störend wirkt, geht nicht sehr stark ein; außerdem ist es häufig vorteilhaft, wenn der Beobachter plötzliche Richtungs- und Geschwindigkeitsänderungen des Schiffes überschauen kann.

Es konnten fast während der ganzen Reise Messungen ausgeführt werden, von denen etwa reichlich die Hälfte hinreichend gesicherte Ergebnisse über den Verlauf der Schwerkraft lieferten. Auf dem Hinwege fiel wegen stürmischen Wetters das Stück nördlich von Gotland bis zum Anfang des Finnischen Meerbusens aus; und zwar stieg die Windstärke in den Böen bis auf mehr als 8 (geschätzt vom Steuermann und Kapitän). Das erzeugt ganz beträchtliche Schwankungen. Die Dämpfung des Instruments erwies sich als so stark, daß auch dann noch die Amplituden weiter abgelesen werden konnten, aber schließlich stellten wir doch infolge der geringeren Seefestigkeit der Beobachter die Ablesungen ein. Auf der Rückfahrt war das Schiff ohne Ladung und rollte auch bei geringer Windstärke schon sehr, und zwar besonders, wenn der Wind senkrecht zur Fahrtrichtung stand. Es mußten infolgedessen die Beobachtungen auf der Strecke etwa von der Insel Dagö bis Wisby auf Gotland wieder eingestellt werden; ebenso fiel das Stück vom Skagerrak bis nördlich von Amrum Bank aus.

Als sehr nachteilig erwies sich das Fehlen einer *kardanischen Aufhängung*; zwar hängt das Instrument infolge seines eigenen Gewichts vertikal, aber durch die Bewegungen des Aufhängepunktes gerät es bei unruhiger See in erhebliche Eigenschwingungen, welche doch sehr störend wirken, zumal sich anscheinend Resonanzerscheinungen mit der Bewegung der Flüssigkeitsmenisken bemerkbar machten*).

Auf der Hinfahrt, als die Schwankungen außerhalb der Elbe zunahmen, beging ich den Fehler, das Instrument hinzustellen. Die Neigungen infolge des Schlingerns

*) Die inzwischen eingeführte kardanische Aufhängevorrichtung bewährt sich bedeutend besser.

hoben sich aber nicht, wie erwartet, im Mittel auf, sondern es zeigte sich, daß das Schiff infolge der ungleichmäßigen Entleerung der Öltanks bald längere Zeit hindurch Schlagseite nach der einen, bald nach der anderen Seite hatte. Diese Neigungen gehen dann natürlich in die Messungen ein; infolgedessen vermag ich den Messungen auf der Hinfahrt von Helgoland bis zum Kattegat kein Gewicht beizumessen.

Eine besondere Frage ist die Frage des *Anschlusses an Pendelstationen*, denn wir messen ja nur die Schwerkraftsunterschiede während der Fahrt. Direkte Anschlüsse haben wir überhaupt nicht. Wir kommen nur in die Nähe von Pendelstationen. Der Anschluß ist nun so ausgeführt worden, daß unter Berücksichtigung der zunächst gelegenen Pendelstationen an Land die Schwerkraft für den betreffenden Schiffsort berechnet wurde. Sind dann an dem Meßprofil (z. B. an der Elbe, am Sund, und am Finnischen Meerbusen) eine genügende Zahl benachbarter Stationen (möglichst zu beiden Seiten) vorhanden, so läßt sich der Anschluß annähernd so durchführen, daß die Gesamtheit der einzelnen Anschlußwerte ebenso viel positiv wie negativ abweichen. Es ist also möglich, daß die Gesamtkurve der gemessenen Profilabschnitte als Ganzes etwas nach oben oder unten verschoben werden muß; doch vermute ich, daß es sich nur um geringe Beträge handeln kann. Auf den Verlauf der Anomalien innerhalb der Kurve hat es jedenfalls keinen Einfluß.

Fig. 5 zeigt die *Messungsergebnisse auf der Elbe* unterhalb Hamburgs bis in die Nordsee hinein. Die erste Kurve wurde am 5. Mai auf der Hinfahrt nach Antwerpen, die zweite Kurve auf der Rückfahrt am 10. Mai gemessen, die dritte Kurve auf der Hinfahrt nach Finnland am 28. Juni und die vierte Kurve auf der Rückfahrt am 11. Juli. Man erkennt, daß die Genauigkeit der Messungsergebnisse mit den Erfahrungen, die wir machten, zunahm; besonders bei der Rückkehr von Finnland (Kurve 4), auf welcher alle 2 bis 3 Minuten abgelesen wurde, zeigt sich der Verlauf der Schwerestörung recht sicher. Wenn auch die einzelnen Streuungen — besonders in den ersten beiden Kurven, bei welcher die Eötvös-Korrektion am wenigsten sicher erfaßt wurde — zum Teil noch recht groß sind, (es hat sich doch gezeigt, daß es sicherer ist, noch häufiger, am besten ununterbrochen, zu beobachten, als es bei der ersten Fahrt der Fall gewesen ist), so kann doch der mittlere Verlauf der Schwerestörungen aus der Gesamtheit der Messungen recht sicher entnommen werden. Eine nicht recht erklärbare Abweichung zeigt die zweite Kurve insofern, als der Schwereabfall westlich von Glückstadt hier etwas verschoben erscheint. Zwischen Kurve 3 (Hinfahrt) und Kurve 4 (Rückfahrt) zeigt sich ein systematischer Unterschied, indem sich die Amplitude der Schwerestörung in Kurve 4 als größer erweist. Die Ursache dieses systematischen Unterschieds ist möglicherweise eine Skalenwertsänderung, welche dadurch hervorgerufen worden ist, daß auf der Rückfahrt vor Gotland, als etwas Meßflüssigkeit übergeflossen war und nachgefüllt werden mußte, der Apparat geöffnet wurde, wobei sich die Druckverhältnisse etwas verschoben.

Wir sehen, daß sich das *Gebiet positiver Schwerestörung*, auf welchem Hamburg liegt, sich noch bis Kolmar (südlich von Glückstadt) fortsetzt, um dort scharf ab-

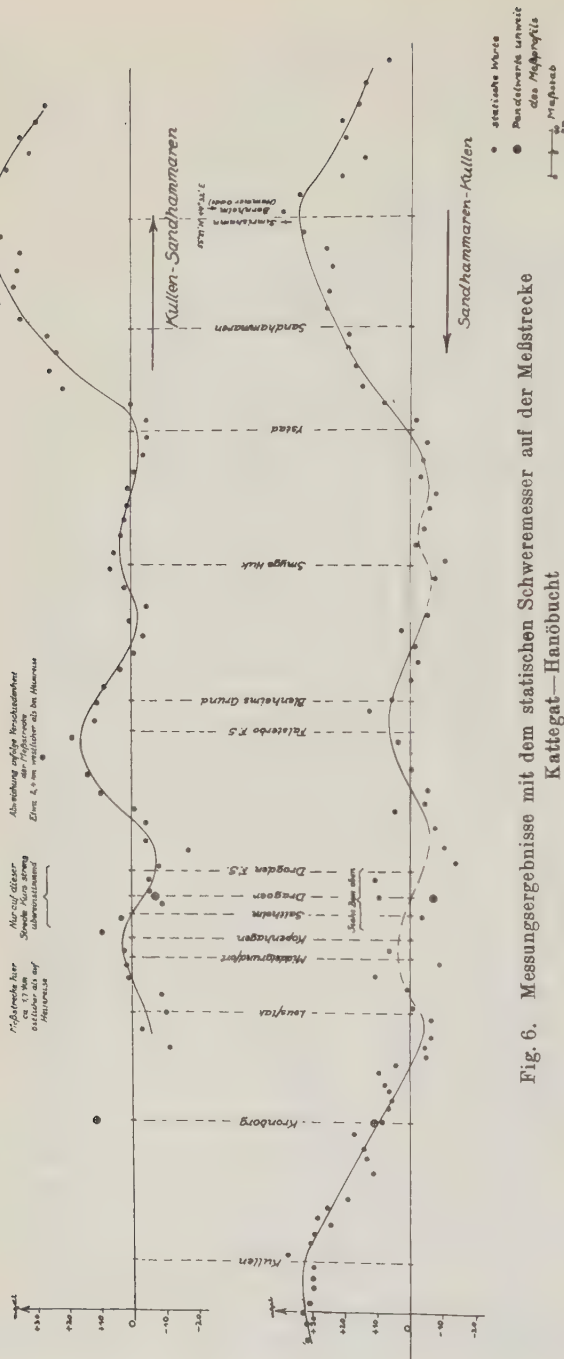


Fig. 6. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Meßstrecke Kattegat—Hanöbucht

zubereiten. Vor der Elbmündung erscheint ein Gebiet positiver Schwere- störung etwa von nörd- lich Neuwerk bis vor der Höhe von Steingrun- tonne (Helgoland). Ob- wohl hier die Streuung der Meßwerte schon be- deutend stärker wurde, so ist diese Anomalie doch sowohl bei der Hin- fahrt, als auch bei der Rückfahrt zu erkennen. Ich möchte sie daher als reell ansehen. Das ist auch nicht unwahrschein- lich, weil das Gebiet von

Norder-Dithmarschen ebenfalls positiv gestört ist. Da das in der Nähe liegende Helgoland erheb- lich negativ (—12 Milligal) gestört ist, so vermute ich in diesem Gebiet be- trächtliche Schwere- störungen. In der Fort- setzung des Profils bis zur Höhe von Amrum- Bank zeigen die Messun- gen dann einen im wesent- lichen normalen Verlauf der Schwerkraft; doch ist dieser Teil nur einmal durchgemessen worden.

Zu dem Anschluß der Messungen in Hamburg ist zu bemerken, daß in der Seewarte zwei Pendel- messungen ausgeführt worden sind, eine von Sterneek 1892 und eine von Schumann 1899,

von welchen die erstere den Störungswert $+10$, die zweite den Wert $+1$ Milligal ergibt. Kosmat*) gibt Hamburg in seiner Isanomalienkarte den Störungswert $+1$. Das stimmt aber mit den statischen Messungen nicht überein. Diese sind nur mit dem älteren Sterneckschen Pendelwert in Einklang zu bringen (ebenso stimmen die statischen Messungen oberhalb Hamburgs, obwohl der Billhafen noch fast 5 km von der Seewarte entfernt liegt, besser mit dem höheren Sterneckschen als mit dem kleineren Schumannschen Störungswert überein). Ich möchte daher den älteren Sterneckschen Pendelwert als den richtigeren ansehen. Auf jeden Fall ist der Verlauf der Isanomalien der Schwerkraft im Gebiet von Hamburg wesentlich anders, als ihn die Kosmatische Karte zeigt.

Das in Fig. 6 dargestellte Ergebnis der Messungen vom Kattegat, durch den Sund, um die Südspitze von Schweden herum bis in die Hanöbucht läßt sehr interessante Schwerestörungen erkennen. Die Übereinstimmung der Ergebnisse von der Hin- und der Rückfahrt ist — abgesehen von den kleinen punktiert gezeichneten Abschnitten in der Mitte des Profils, welche schwache positive Anomalien auf der Höhe von Kopenhagen und von Smyge Huk erkennen lassen — augenscheinlich. Sowohl im Norden bei Kullen bzw. im Kattegat, als auch im Süden auf der Höhe von Sandhammar bis in die Hanöbucht ist eine bedeutende positive Schwerestörung**) zu erkennen, außerdem eine kleinere aber deutlich ausgeprägte Anomalie auf der Höhe von Falsterbo. Während die erstere nur einmal durchgemessen wurde, sind die beiden letzteren Anomalien sowohl bei der Hinfahrt als auch bei der Rückfahrt sicher gemessen, so daß die Reproduzierbarkeit der statischen Meßergebnisse außer Zweifel ist.

Fig. 7 läßt eine recht beträchtliche positive Schwerestörung am Ausgang des Finnischen Meerbusens etwa westlich von Reval bis östlich von Kap Tachkona erkennen, welche, obwohl sie nur einmal auf der Rückfahrt durchgemessen wurde, als reell angesehen werden muß, zumal nach den finnischen Pendelmessungen die Südwestecke von Finnland ebenfalls als erheblich positiv gestört festgestellt worden ist. Die Messungen wurden schon bei ziemlich bewegter See ausgeführt und westlich von Kap Tachkona wurden die Schwankungen so stark, daß die Beobachtungen eingestellt werden mußten. Der innere Teil des Meßprofils im Finnischen Meerbusen (etwa westlich von Reval bis nach Kotka), welcher sowohl auf der Hin-

*) Flotow, Berroth, Schmehl: Relative Bestimmung der Schwerkraft in Norddeutschland. Veröff. d. Preuß. Geod. Instituts, Neue Folge Nr. 106, Potsdam 1931.

**) Was die Ursache des Anstiegs der Schwere westlich von Sandhammar anbetrifft, so möchte ich kurz bemerken, daß es sich um die sog. *Tornquistsche Linie*, d. h. den Westrand der russisch-finnischen Tafel, handelt. — Man kann den Eindruck haben, daß zwischen der Küstenform Südschwedens und den Schwerestörungen gewisse Zusammenhänge bestehen. Es ist jedenfalls auffällig, daß überall dort, wo die Küste vorspringt (Kullen, Falsterboe, Smyge Huk und Sandhammar), die Schwerkraft positiv gestört ist. — Eine gravimetrische Vermessung der Ostsee, die in wenigen Monaten durchgeführt werden könnte, würde für die Erforschung der geologischen Zusammenhänge von der größten Bedeutung sein.

wie auf der Rückfahrt durchgemessen wurde, zeigt in seinem ganzen Verlauf eine negative Schwerestörung; doch stimmen die bei der Hin- und der Rückfahrt aufgenommenen Kurven nicht völlig überein. In dem letzten Abschnitt von Hochland bis nach Kotka stand der Wind seitlich zur Fahrtrichtung, die Schwankungen waren infolgedessen beträchtlich stärker, was sich auch in den Meßwerten ausprägt.

Außer den in Fig. 5 bis 7 wiedergegebenen Schwerestörungen, welche ich als hinreichend gesichert ansehe, kann man, allerdings mit allem Vorbehalt, aus den Messungskurven noch weitere Schwereanomalien vermuten, so z. B. noch für die an die Strecke Hanöbucht bis Ölands Rev anschließende Strecke bis Wisby auf Gotland, auf welcher die gemessenen positiven Anomalien zu negativen Werten übergehen mit einem Minimum in etwa 57⁰ nördl. Breite und 17.6⁰ östl. Länge, das bei Annäherung an Gotland wieder verschwindet. Es ist jedoch nicht unmöglich, daß auf dieser nur einfach gemessenen Strecke die Messungskurve durch einen zeitlichen Gang der Nullage*) oder durch die erheblichen Schwankungen infolge des stärkeren Seegangs beeinflusst worden sind. Ich möchte daher auf die Wiedergabe der übrigen Teile der Messungskurven verzichten, zumal die Messungen doch über kurz oder lang mit einem verbesserten mehrfachen Instrument, das speziell für Seemessungen eingerichtet ist, wiederholt werden.

Im ganzen ist das Ergebnis der Messungsfahrt mit dem statischen Schweremesser Hamburg—Finnland — zumal im Hinblick auf den Charakter als Versuch mit dem jetzigen einfachen Instrument — als sehr befriedigend zu bezeichnen, da es einwandfrei zeigt, daß es möglich ist, mit dem Instrument auch auf hoher See an Bord eines Fracht- oder Passagierschiffes Schwereanomalien mit der für die geophysikalisch-geologische Forschung bei Messungen auf dem Meere hinreichenden Genauigkeit sicher nachzuweisen.

b) Messungen auf festem Lande

Von den Messungen auf festem Lande ergab die erste kurze Messungsfahrt im Frühjahr dieses Jahres längs der Versuchsstrecke Potsdam—Treuenbrietzen als mittleren Fehler eines Messungspunkts einen Wert von knapp ± 2 Milligal. Größere Messungsfahrten fanden dann erst im August nach meiner Rückkehr von der Messungsreise nach Finnland statt, und zwar von *Potsdam über Brandenburg—Tangermünde—Gardelegen—Gifhorn—Celle bis zum Salzhorst von Oldau—Hambühren*. Der Zweck war, die praktische Verwendbarkeit des Instruments im Felde zu erproben, einmal bei einem längeren Überlandtransport, dann auch für eine Detailvermessung bei kurzem Stationsabstand. Dazu eignete sich dieses Profil besonders gut, denn einmal lagen am Wege sehr viele Pendelstationen, an welche die statischen Messungen angeschlossen werden konnten; zweitens wurde das große gravimetrische Störungsgebiet, welches sich aus der Gegend von Magdeburg in Richtung nach

*) Verschiebt sich beim Nachfüllen von Eis die Einstellung der Menisken, so ist das meistens ein Zeichen dafür, daß ein zeitlicher Gang vorhanden gewesen ist. Das ist zuweilen der Fall, wenn man mit dem Nachfüllen von Eis zu lange Zeit gewartet hat.

Nordwesten hin erstreckt (der Flechtinger Höhenzug) überquert; und drittens eignete sich das Gebiet des Salzstocks von Oldau-Hambühren gut für eine enge Detailvermessung, da die örtliche gravimetrische Störung ziemlich groß und sowohl durch die Drehwaagemessungen der Exploration G. m. b. H. als auch durch die Pendelmessungen von Berroth*) gravimetrisch genau erforscht ist.

Das Ergebnis der Messungen zeigt Fig. 8**): Die Strecke Salchau—Öbisfelde wurde nur einmal, der Abschnitt Gifhorn—Celle zweimal, die Strecke Potsdam—Tangerhütte dreimal, die Abschnitte Tangerhütte—Salchau, Vorsfelde—Gifhorn und Celle—Oldau V wurden dagegen viermal durchgemessen; an vereinzelten Punkten in den verschiedenen Abschnitten, welche bei den Wiederholungsmessungen eingeschoben wurden, ist nur einmal gemessen worden. Insgesamt wurden an 78 Stationen etwa 220 Messungen ausgeführt; die *Maximalleistung betrug 41 Punkte an einem Tage* bei einem mittleren Punktabstand von etwa 3 bis 4 km (im Durchschnitt etwa 30 Punkte). Angeschlossen wurden die Messungen an 14 Pendelstationen aus den Jahren 1924 bis 1926, und zwar nicht nur einmal, sondern mindestens an jedem Punkte 2 bis 4mal, insgesamt fast 50 Anschlüsse. Alle Anschlüsse waren direkt, d. h. der statische Schweremesser hielt jedesmal unmittelbar neben dem Keller oder dem Stall, in welchem die Pendelmessung ausgeführt worden war. Aus diesen zahlreichen Wiederholungen und Anschlüssen ließ sich ein Urteil über die Meßgenauigkeit des statischen Schweremessers ableiten.

Beobachtet wurde in der Weise, daß an jeder Station sechsmal abgelesen wurde, wobei nach jeder Ablesung, um das Quecksilber und die Meßflüssigkeit aus dem Gleichgewicht zu bringen, das Instrument kurz erschüttert und geneigt wurde.

Als *Anomalien* erkennen wir zunächst das Gebiet *geringerer Schwerkraft in der Gegend zwischen Tangermünde und Tangerhütte*. Es ist zwar nur zweifach durchgemessen worden, ist aber als durchaus reell anzusehen, denn das Meßprofil auf der Elbe im September vorigen Jahres zeigt das gleiche Minimum. Ein zweites zwischen Dolle und Gardelegen liegendes Minimum (es ist kein Minimum in geophysikalischem Sinne, da das Meßprofil in diesem Stück an der Flanke des Magdeburger Rückens entlang läuft) ist weniger gesichert, da es nur einmal durchgemessen wurde; doch halte ich das Vorhandensein dieses Verlaufs der Schwerestörung ebenfalls für sehr wahrscheinlich. Sodann erkennt man die *große Schwereantiklinale zwischen Gardelegen und Gifhorn*, welche von der bereits aus Pendelmessungen bekannten großen positiven Schwerestörung des sogenannten *Flechtinger Höhenzuges* gebildet wird. Weiter kommen in dem Meßprofil *die beiden Schweresynklinalen in der Gegend von Oldau und von Eiklingen* zum Ausdruck, welche durch die

*) A. Berroth: Referenzpendelmessungen am Salzstock von Oldau-Hambühren. Zeitschr. f. Geophys. 1927 (III. Jahrg.), S. 3ff.

**) Bei der Betrachtung der Fig. 8 ist zu beachten, daß das Meßprofil keine geradlinige Strecke ist; die Figur zeigt vielmehr nur die Aufeinanderfolge der Meßpunkte im Abstand der jeweiligen Luftlinie.

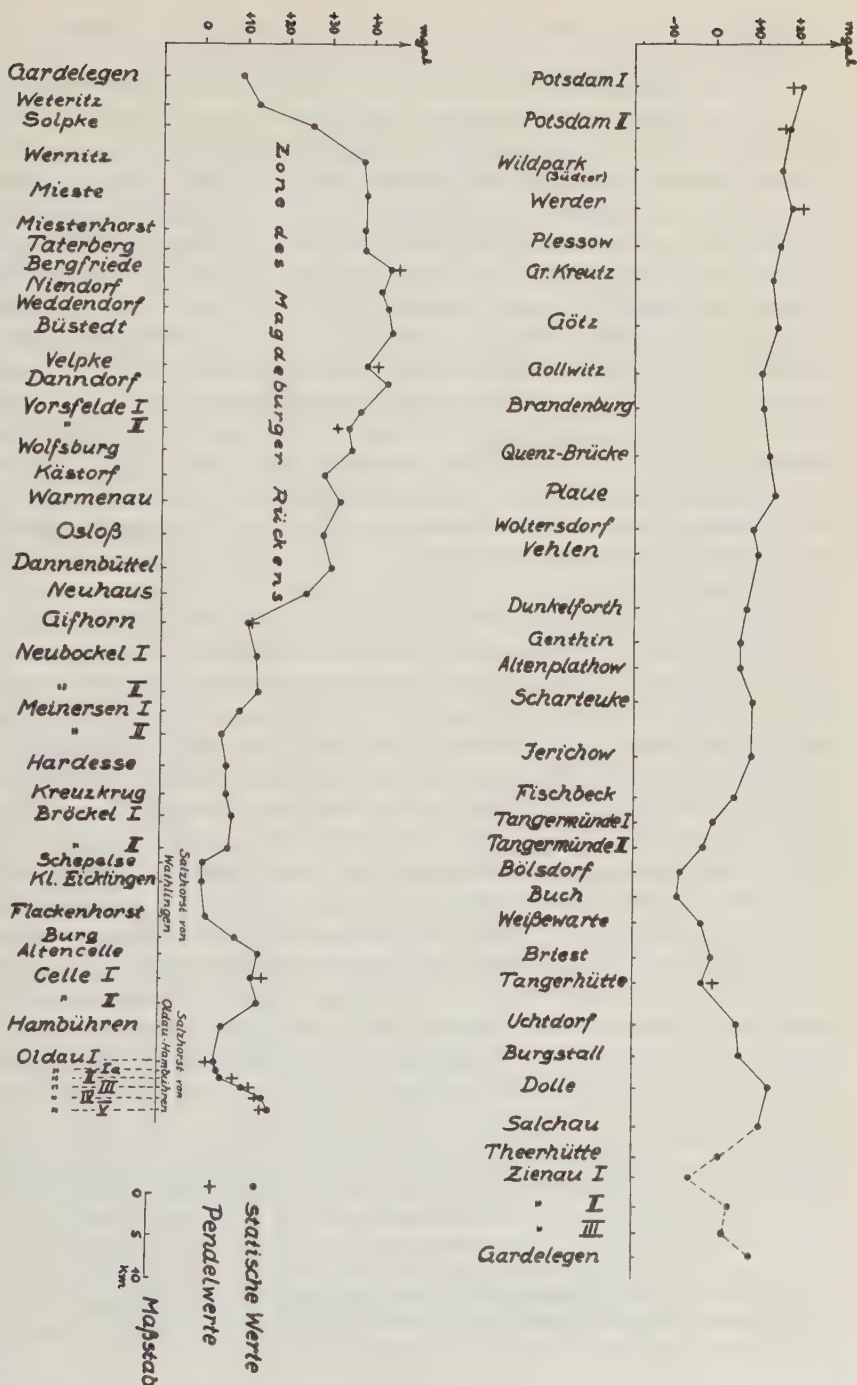


Fig. 8. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf dem Meßprofil Potsdam—Celle. — August 1934

bekannten Salzstöcke von Oldau-Hambühren und von Wathlingen verursacht werden*).

Als *Meßgenauigkeit* des statischen Schweremessers ergab sich aus den mehrfach wiederholten Messungen ein mittlerer Fehler von durchschnittlich ± 1.5 Milligal für eine Meßstation. Vereinzelte Punkte besitzen einen größeren mittleren Fehler, doch lag andererseits der mittlere Fehler bei einer Anzahl von Meßpunkten zwischen ± 0.5 und 1 Milligal. Durch Wiederholung der Messungen verringert sich der mittlere Fehler entsprechend dem Gaußschen Fehlergesetz. Die Schlußfolgerung, zu der ich im vorigen Herbst kam, nämlich, daß bei einfacher Wiederholungsmessung mit einem dreifachen Apparat — oder, was dasselbe ist, bei sechsfacher Wiederholung mit dem jetzigen einfachen Instrument — die Meßgenauigkeit des Pendels von ± 1 Milligal erreicht wird, ist also bestätigt worden. Legen wir für die Berechnung des mittleren Fehlers die Anschlüsse an die 14 Pendelstationen, soweit sie nicht als Anschlußpunkte benutzt wurden, zugrunde, so ergibt sich ein Wert von ± 2 Milligal. Dieser Wert ist sehr erklärlich, denn in ihm steckt außer dem mittleren Fehler der statischen Messungen auch noch der mittlere Fehler der Pendelmessungen, der für die Messungen, welche von Berroth, Schmehl und von Flotow 1923 bis 1925 ausgeführt wurden, zu ± 1.1 bis 1.5 Milligal angegeben wird.

Fassen wir das *Ergebnis der Versuche mit dem statischen Schweremesser auf See und auf dem Lande* zusammen, so ergibt sich folgendes:

Die Entwicklung des Instruments führt notwendigerweise zu *zwei verschiedenen Typen*: Eine für Messungen auf fahrenden Schiffen, eine für Messungen auf festem Lande. Das erstere muß eine starke Dämpfung, geringere Empfindlichkeit und am zweckmäßigsten wohl auch photographische Registrierung besitzen, das letztere ohne oder nur mit geringer Dämpfung sein und mit visueller Ablesung. Die Entwicklung eines seetüchtigen Instruments steht noch in den Anfängen. Die bisherigen Ergebnisse lassen aber erkennen, daß bei einigermaßen ruhiger See die für Messungen auf dem Meere anzustrebende Genauigkeit von ± 3 bis 5 Milligal für den durchschnittlichen Verlauf der Schwerkraft, den man bei ununterbrochener Registrierung erhält, mit einem mehrfachen Apparat erreicht werden kann, vorausgesetzt, daß die Eötvös-Korrektion genau genug erfaßt wird. Wieweit es bei stärker bewegter See der Fall sein wird, muß die weitere Entwicklung zeigen. Die *sprunghaften größeren Abweichungen*, welche sich im vorigen Jahre wiederholt bemerkbar machten, haben sich weitgehend (neuerdings sogar vollständig) be-

*) Bei der sorgfältigen Vermessung des Salzhorstes von Oldau-Hambühren mit der Drehwaage durch die Exploration G. m. b. H. muß den Drehwaageergebnissen wohl die größere Genauigkeit zugesprochen werden. Die Übereinstimmung zwischen den Drehwaage- und den Berrothschen Pendelmessungen war nicht vollkommen; sie ist auch mit den statischen Messungen nicht vorhanden. Jedoch stimmen die Ergebnisse der Drehwaagemessungen etwas besser mit den statischen als mit den Pendelwerten überein. — Ebenso liegt die Station Gifhorn auf einem Salzhorst, und bei Meinersen wird der Rand eines bekannten Salzhorstes gestreift, was beides in den Messungsergebnissen (Fig. 8) zum Ausdruck kommt.

seitigen lassen; praktisch sind sie nicht hinderlich, da sie infolge der häufigen Wiederholungen — bzw. durch die gegenseitige Kontrolle bei einem mehrfachen Instrument — ohne weiteres erkannt und eliminiert werden können.

Noch nicht vollständig beseitigt ist der *zeitliche Gang der Nullage*. Ist der statische Schweremesser keinen heftigen Erschütterungen ausgesetzt, wie z. B. auf Schiffen, so ist ein zeitlicher Gang überhaupt nicht oder nur in ganz geringem Maße vorhanden, vorausgesetzt, daß häufig genug (im Sommer mindestens alle 12 Stunden) Eis nachgefüllt wird. Das ist für Messungen auf See, wenn längere Zeit hindurch keine Anschlußmessungen ausgeführt werden können, sehr wichtig. Dagegen macht sich infolge der Erschütterungen beim Überlandtransport häufig (durchaus nicht immer) ein Gang der Nullage bemerkbar, der zwar im Maximum selten mehr als etwa 4 Milligal pro Stunde beträgt, aber nicht immer für den ganzen Tag linear verläuft, sondern meistens nur für einige Stunden. Um diesen Gang bei den Messungen eliminieren zu können, hat es sich als zweckmäßiger erwiesen, keine langen Profile wie auf den Messungsfahrten nach Celle, sondern höchstens eine Strecke von 4 bis 5 Meßpunkten mehrfach hin und zurück durchzumessen. Aus den Wiederholungen ergibt sich der zeitliche Gang sehr genau und kann dann ohne weiteres in Abzug gebracht werden. *Dadurch erhöht sich die Meßgenauigkeit beträchtlich* — und es hat sich gezeigt, daß man bei einer solchen Meßmethode einen mittleren Fehler von ± 0.5 Milligal ohne Schwierigkeit erreichen kann*).

Es sind in diesem Herbst bereits mehr als 500 Messungen an etwa 150 Stationen ausgeführt worden, so daß eine genügende Erfahrung über die *Feldbrauchbarkeit des statischen Schweremessers* vorhanden ist. Demnach ist das Instrument wegen seiner bekannten rationellen Arbeitsweise vollkommen imstande, die umständliche Pendelmethode zu ersetzen bis auf — jedenfalls vorläufig — ein System von Anschlußpunkten, die mit dem Pendel in einem Abstand von etwa 50 bis 100 km besonders sicher vermessen werden müssen. Die angewandte Geophysik, soweit sie sich auf ihre Aufgaben für den praktischen Bergbau beschränkt, kann solche Anschlußpunkte meistens entbehren, da es für ihre Aufgaben häufig nur auf die Anomalien innerhalb eines Störungsgebietes ankommt.

Ferner zeigt das in Fig. 8 wiedergegebene Meßprofil, daß es, um die Untergrundstruktur mittels Schwerkraftmessungen zu erforschen, nötig ist, den Stationsabstand nicht auf 20 bis 40 km anzusetzen, sondern ein engeres Punktnetz von etwa 3 bis 5 km zu wählen, jedenfalls in Gebieten, in welchen Schwerestörungen in solcher Mannigfaltigkeit auftreten, wie im norddeutschen Flachlande. Das Herausarbeiten besonderer Einzelheiten der Struktur des Untergrundes muß natürlich nach wie vor der Drehwaage überlassen bleiben, doch ist es möglich, in ganz kurzer Zeit ein Untersuchungsgebiet mit dem statischen Schweremesser soweit vorzubearbeiten, daß die Anwendung der Drehwaage dadurch wohl um mehr als 50 % gegenüber dem bisherigen Umfange ersetzt werden kann.

*) Das im Bau befindliche Instrument enthält vier gegeneinander isolierte statische Schweremesser gleicher Dimension wie bisher, so daß eine Messung an einer Station stets vier voneinander unabhängige Werte ergibt.

Zusammenfassung. Es werden die Messungsergebnisse des Sommers 1934 mit dem einfachen statischen Schweremesser auf fahrenden Schiffen und auf dem festen Lande mitgeteilt: Zunächst eine Wiederholung der Messungen auf dem Flußdampfer von Hamburg bis Spandau, welche im wesentlichen den gleichen Verlauf der Schwerestörungen erkennen läßt wie die Messungsfahrt im September 1933; dann eine vierfache Messungsreihe auf der Unterelbe von Hamburg bis zur Elbmündung, welche zeigt, daß das positiv gestörte Gebiet von Hamburg (— entsprechend der älteren Pendelmessung von Sterneek; der spätere Wert von Schumann muß als unrichtig angesehen werden —) bei Kolmar (südlich von Glückstadt) ziemlich scharf abbricht. Vor der Elbmündung etwa von der Höhe von Neuwerk an bis vor Helgoland ist wieder eine positive Anomalie zu erkennen. Auf der Fahrt nach Finnland und zurück konnten während des größten Teils der Fahrt Messungen ausgeführt werden. Es ergeben sich ausgeprägte positive Störungen im nördlichen Teil des Sunds bzw. im Kattegat, auf der Höhe von Falsterbo und dann besonders deutlich von Sandhammar (Westrand der russisch-finnischen Tafel, Tornquist-sche Linie) bis in die Hanöbucht. Die Anomalien zeigen sich sowohl in den Messungen auf der Hin- wie auf der Rückfahrt. Eine beträchtliche positive Störung ist am Ausgang des Finnischen Meerbusens, etwa westlich von Reval bis östlich von Kap Tachkona, zu erkennen. Das weitere Meßprofil im Finnischen Meerbusen zeigt im wesentlichen eine gleichmäßig negativ verlaufende Schwere-störung; zwischen Hin- und Rückfahrt zeigen sich hier einige Unterschiede in den Messungsergebnissen. — Von den Messungen auf dem festen Lande (insgesamt wurden in diesem Herbst mehr als 500 Messungen an etwa 150 Stationen ausgeführt) wird das Meßprofil Potsdam—Celle wiedergegeben. Es läßt die bereits bekannte Schwereantiklinale des Flechtinger Höhenzuges und die beiden durch die Salz-horste von Wathlingen und von Oldau-Hambühren verursachten Schwere-synklinalen erkennen, außerdem noch ein weiteres Schwereminimum zwischen Tangermünde und Tangerhütte. Die Meßgenauigkeit an den einzelnen Beobachtungspunkten betrug durchschnittlich etwa ± 1.2 bis 1.5 Milligal; doch hat sich gezeigt, daß man bei häufigeren Wiederholungen, indem man kürzere Meß-profile mehrfach hin und zurück durchmißt, den mittleren Fehler auf etwa $\pm \frac{1}{2}$ Milligal verringern kann.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, welche die Mittel für die Durchführung der Messungen bereitstellte, bin ich zu großem Dank verpflichtet. (Ein Verzeichnis der einzelnen Meßwerte folgt.)

Literatur

H. Haalck: Zeitschr. f. Geophys. 7, Heft 1/2, 1931; 8, Heft 1 und 5, 1932; 9, Heft 1/2, 1933; 9, Heft 6/8, 1933.

Messungen des Ionengehaltes von Grubenwettern*)

Von M. Rössiger und L. Funder, Clausthal**)

Da es nach den bisherigen Ergebnissen der Ionenforschung nicht als ausgeschlossen erscheint, daß die festgestellten biologischen Wirkungen der Ionen auch für den untertage arbeitenden Menschen von Bedeutung sein können, sind in der Versuchsgrube der Bergakademie Clausthal zum ersten Male Bestimmungen des Ionengehaltes der Wetter durchgeführt worden. Mit Hilfe eines verbesserten Ebert-Zählers wurde festgestellt, daß die Ionendichte untertage bis zu 30 mal höher als übertage ist. Im Gegensatz zu den Verhältnissen in freier Luft überwiegen in der Grubenluft die negativen Ionen. Beim Anstellen des Wetterstromes und der damit verbundenen Druckverminderung wird eine Erhöhung der Ionendichten, besonders der positiven, hervorgerufen, was durch „Wandatmung“ erklärt wird. In gleicher Weise wird der Einfluß des Luftdruckganges gedeutet. Die wesentlichsten Ionisatoren sind die Emanation von Radium (vermutlich auch von Thorium) und ihre Folgestoffe.

Die Aufzeichnung der erdmagnetischen Elementarwellen mittels des Kriechgalvanometers

Von M. Rössiger, Clausthal — (Mit 5 Abbildungen)

Die Änderungen des Flusses des erdmagnetischen Feldes durch eine Leiterschleife werden durch ein kriechend gedämpftes Galvanometer in weiten Grenzen phasengetreu und amplitudenproportional aufgezeichnet. Eine solche Anordnung eignet sich daher gut zur Registrierung kleiner Schwankungen des Erdfeldes. Die Eichung und Konstantenbestimmung wird beschrieben. Mit dem 10 Ohm-Siemens & Halske-Galvanometer kann bei mehrfacher Reflexion eine Empfindlichkeit von 0.05 γ /mm erreicht werden. Einige Registrierungen zeigen die Brauchbarkeit der Anordnung. In den Registrierkurven fallen die langperiodigen „erdmagnetischen Elementarwellen“ auf. Die Wellen treten gruppenförmig auf.

Die Aufzeichnung geringster Schwankungen der Intensität des erdmagnetischen Feldes nach Phase und Amplitude bereitet der Meßtechnik bekanntlich Schwierigkeiten. Die mechanisch-magnetischen Variometer z. B. sind bei hoher Empfindlichkeit träge, die Empfindlichkeit des vom Verfasser***) früher angegebenen trägheitsfreien elektrischen Verfahrens ist durch die Schwankungen des Anodenstromes der verwendeten Röhre begrenzt. Im folgenden soll nun eine

*) Veröffentlicht in „Glückauf“, Jahrg. 1934, S. 850—854.

**) Vorgetragen von M. Rössiger.

***) M. Rössiger: Zur Messung von magnetischen Feldern und Feldänderungen mit dem Magnetron. Zeitschr. f. Phys. 43, 480 (1927).

Versuchsanordnung beschrieben werden, die bei höchster Empfindlichkeit die angestrebte Phasen- und Amplitudentreue mit einfachen Mitteln erreicht. Sie besteht aus einer niederohmigen Leiterschleife, an die unmittelbar ein kriechend gedämpftes Galvanometer*) angeschlossen ist.

Bei den bisher benutzten Verfahren, die Schwankungen mit Leiterschleife und Galvanometer zu registrieren**), ging man von der Erwägung aus, daß die notwendige hohe Empfindlichkeit durch eine große Windungsfläche der ausgelegten „Induktionsschleife“ erreicht werden kann. Man benutzte infolgedessen Schleifen von vielen Windungen, deren elektrische Widerstände naturgemäß relativ hoch ausfielen. Indessen werden die registrierten Kurven dann nicht leicht deutbar***), da bei einer solchen Anordnung im wesentlichen nur die Geschwindigkeit der Feldänderungen registriert wird.

Verkleinert man umgekehrt den elektrischen Außenwiderstand, indem man eine Schleife von möglichst dickem Draht und am besten nur einer Windung verwendet, so lassen sich besonders übersichtliche Verhältnisse erreichen, da die Dämpfung dann bis zur Kriechgrenze des Galvanometers gesteigert werden kann. Die für die Bewegung der Galvanometerspule geltende Differentialgleichung

$$K\ddot{\varphi} + p\dot{\varphi} + D\varphi = qi \dots\dots\dots (1)$$

wo φ der Ausschlagswinkel, K das Trägheitsmoment der Spule, p die Dämpfungskonstante, D das Direktionsmoment der Spulenaufhängung, q die dynamische Galvanometerkonstante und i die jeweilige Stromstärke bedeuten, vereinfacht sich nämlich durch das Überwiegen des Dämpfungsgliedes im vorliegenden Falle zu

$$p\dot{\varphi} = qi \dots\dots\dots (2)$$

Da sich die Stromstärke i bei (erlaubter!) Vernachlässigung der Eigenschwingung des Stromkreises aus der induzierten EMK E und dem Gesamtwiderstande R zu E/R ergibt, E aber aus der Änderungsgeschwindigkeit des die Schleife durchsetzenden Magnetflusses Φ zu $E = d\Phi/dt$ folgt, so erhält man aus (2) einfach, unter Benutzung der Beziehung $Rp = q^2 \dagger$),

$$\varphi = \frac{\Phi}{q} + \text{const} \dots\dots\dots (3)$$

also eine absolut getreue Wiedergabe des jeweiligen Flusses durch den Ausschlag des Registriergalvanometers. Wenn, wie im vorliegenden Falle, die Schleife von

*) Das Kriechgalvanometer ist von C. Féry, C. R. **128**, 663, 1392 (1899) in die messende Physik eingeführt worden. Bekanntgeworden ist es als Grassotsches Fluxmeter [M. E. Grassot: Journ. de phys. **3**, 696 (1904)]. Später hat sich noch H. Busch mit dem Instrument beschäftigt [Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 361 (1926)].

) Vgl. z. B. H. Ebert: Über Pulsationen von geringer Periodendauer in der erdmagnetischen Feldkraft. Sitzungsber. d. bayer. Akad. d. Wiss. **36, 527 (1906), daselbst auch ausführliche Literatur!

*** Mit der allgemeinen Theorie der Anordnung Leiterschleife-Galvanometer hat sich A. Pödder, Gerlands Beitr. **17**, 232 (1927) befaßt. Daselbst auch Registrierkurven.

†) Vgl. z. B. Kohlrausch: Lehrb. d. prakt. Physik, 13. Aufl., S. 484.

der Windungsfläche F horizontal und festverlegt ist, so ist der Fluß $\Phi = F \cdot Z$ ($Z =$ Vertikalintensität), also φ auch proportional Z ! Gegenüber einem magnetischen Variometer hat eine solche Anordnung den Vorteil, daß auch sehr schnelle Änderungen von Z unverkleinert wiedergegeben werden.

Im folgenden soll nun untersucht werden, welchen Einfluß das oben unterdrückte Trägheitsmoment der Galvanometerspule und das Direktionsmoment ihrer Aufhängung haben. Auch ohne nähere Annahmen zu machen über die Art der Änderung des magnetischen Flusses ist sofort zu übersehen, daß ∞ — schnelle Änderungen (infolge des Trägheitsmomentes) und ∞ — langsame Änderungen (infolge des Direktionsmomentes) nicht mehr aufgezeichnet werden. Das Vorhandensein der dem Ausschlag entgegenwirkenden Torsion hat ferner zur Folge, daß das System nach dem Abklingen einer beliebigen Störung schließlich immer wieder in seine torsionsfreie Ruhelage zurückkehrt*).

Für den besonderen, hier interessierenden Fall der sinusförmigen Flußänderungen ($\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$) erhält die Gleichung (1) eine Form, die des öfteren diskutiert worden ist:

$$K \ddot{\varphi} + p \dot{\varphi} + D \varphi = \frac{q}{R} \Phi_0 \omega \cos \omega t \dots \dots \dots (4)$$

Zum Unterschied gegenüber der analogen, in der Seismometrie auftretenden Gleichung sei darauf hingewiesen, daß hier ω in der ersten Potenz auftritt.

Die Lösung, die nach dem Abklingen zweier additiver, die Anfangsbedingungen enthaltenden Terme übrigbleibt,

$$\varphi = \varphi_0 \cdot \sin(\omega t + \epsilon),$$

hat die Amplitude φ_0 , die wie folgt geschrieben werden soll:

$$\varphi_0 = \frac{\Phi_0}{q} \cdot \frac{\left(\frac{p}{D} \omega_0\right) \frac{\omega}{\omega_0}}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{p}{D} \omega_0\right)^2 \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}} \dots \dots \dots (5)$$

wo ω_0 die Eigenkreisfrequenz des ungedämpft schwingenden Galvanometers ist.

Die Flußamplitude Φ_0 wird also gegenüber dem Idealfall absoluter Kriechdämpfung, wo $\varphi_0 = \Phi_0/q$ ist, mit einem gewissen verkleinernden Faktor behaftet wiedergegeben.

Die Zusammenfassung der Faktoren in der obigen Form ist deshalb erfolgt, weil der Koeffizient $\frac{p}{D} \omega_0$, der eine unbenannte Zahl ist, den Grad der Dämpfung charakterisiert: Er hat im aperiodischen Grenzfall den Wert 2, bei überaperiodischer Dämpfung ist er größer als 2.

*) Diese Rückkehr des Lichtfleckes in die Ruhelage ist natürlich meßtechnisch ganz angenehm, da im anderen Falle, wegen der hohen Empfindlichkeit, die für die Registrierung der Elementarwellen notwendig ist, eine Dauerregistrierung unmöglich wäre.

Die beigegebene Fig. 1 zeigt, in welchem Maße die registrierte Flußamplitude bei drei verschiedenen Dämpfungsgraden vom Frequenzverhältnis ω/ω_0 abhängt. Bei genügend hoher Dämpfung ist, wie man sieht, die Amplitudentreue bis zu extremen Werten von ω/ω_0 gut gewahrt. Bei einem Zahlenwert von $\frac{p}{D} \omega_0 = 30$, der leicht zu erreichen ist, werden z. B. Perioden, die 10- bzw. $\frac{1}{10}$ mal so groß sind wie die Eigenperiode des Galvanometers, nur mit einer Verkleinerung von etwa 5% aufgezeichnet.

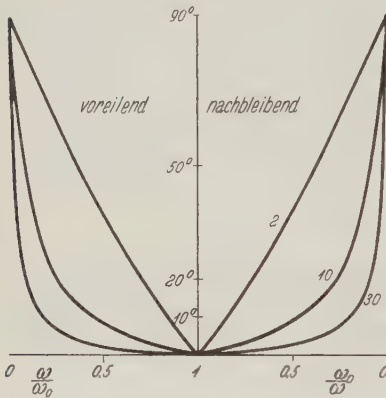


Fig. 1. Amplitudenfaktor bei verschiedenen Dämpfungen, berechnet für $(p/D_0 \omega) = 2$ (aperiodischer Grenzfall), 10 und 30 (kriechende Dämpfung)

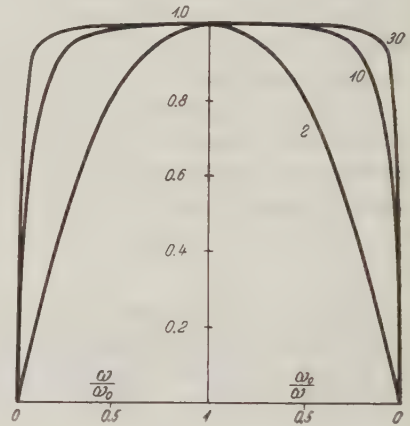


Fig. 2
Phasenverschiebung bei verschiedenen Dämpfungen

Die Phasenverschiebung der aufgezeichneten Wellen gegenüber den Schwan-
kungen des Magnetfeldes zeigt die Fig. 2. Die dort gezeichneten Phasenverschie-
bungen ε sind dabei berechnet nach der Gleichung

$$|\cot \varepsilon| = \frac{p \omega_0}{D} \frac{\frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \dots \dots \dots (6)$$

Bei kriechender Dämpfung ist die Phasentreue sehr gut erfüllt, auch bei Perioden, die von der Eigenperiode des Galvanometers stark abweichen.

Um den in Gleichung (5) bisher unbestimmt gebliebenen Faktor p/D für eine bestimmte Anordnung von Schleife und Galvanometer zu bestimmen, werden sogenannte Abklingungskurven registriert. Hierzu wird eine plötzliche Feld-
änderung künstlich hervorgerufen und die Rückkehr des Lichtflecks in die Ruhe-

lage beobachtet. Bei hinreichend großer Dämpfung lautet die Lösung der zu (4) homogenen Gleichung

$$\varphi = C_1 \cdot e^{-\frac{D}{p\omega_0} \omega_0 t} + C_2 e^{-\left(\frac{p\omega_0}{D} - \frac{D}{p\omega_0}\right) \omega_0 t} \dots \dots \dots (7)$$

Da sowohl der Faktor C_2 des zweiten Gliedes klein ist, als auch sein Exponent schon nach sehr kurzen Zeiten negativ sehr groß wird, so kann man für die Rückkehr in die Ruhelage sehr genähert setzen

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{-\frac{D}{p} t} \dots \dots \dots (8)$$

woraus der gesuchte Faktor p/D zu entnehmen ist.

Am einfachsten ist es dabei, die Zeit T zu bestimmen, in der der Ausschlag auf seinen halben Betrag sinkt. Für p/D erhält man dann einfach

$$\frac{p}{D} = \frac{T}{\ln 2} \dots \dots \dots (9)$$

Die noch notwendige absolute Eichung der ganzen Anordnung wird mit der geschilderten Messung gleich zweckmäßig verbunden. Die Änderung des die Schleife durchsetzenden Flusses muß hierzu nur einen bekannten Wert haben. Man kann z. B. ein kleines Stück der Schleife posaunenartig verschiebbar machen. Vergrößert man durch Verschieben des Drahtstückes die Windungsfläche der Schleife um $f \text{ cm}^2$, so ist, bei horizontal verlegter Schleife, die eintretende Flußänderung $f \cdot Z$, wo Z die hierbei als bekannt angenommene Vertikalintensität bedeutet.

In anderer Weise kann die notwendige Flußänderung durch das Feld eines permanenten Magneten hervorgerufen werden, der in bekanntem Abstände a von einem hinreichend langen, geradlinigen Teil der Schleife entfernt, aus einer lotrechten, zur Schleife symmetrischen Anfangslage um 180° gedreht wird. Die Drehachse soll dabei am besten senkrecht zu dem benachbarten geradlinigen Teil der Schleife sein*).

Hat der Magnet das Moment M , so ergibt sich die Flußänderung aus der Integration über die gesamte, von der Schleife umrandete Fläche F

$$\Delta \Phi = 2 \int \frac{M}{r^3} df \dots \dots \dots (10)$$

woraus nach einfacher Rechnung folgt, falls die übrige Umrandung der Schleife hinreichend weit entfernt ist,

$$\Delta \Phi = \frac{4M}{a} \dots \dots \dots (11)$$

*) Um hierbei den Ausschlag unverkleinert zu erhalten, muß die Drehung nicht zu rasch und nicht zu langsam, am besten in einer Zeit, die etwa der Eigenperiode des Galvanometers entspricht, vorgenommen werden. Wegen der Unempfindlichkeit der „Verkleinerungskurven“ (siehe Fig. 1) gegenüber Änderungen im Periodenverhältnis ω/ω_0 ist diese Bedingung absolut nicht kritisch!

Der durch diese Magnetdrehung erzeugte Galvanometerausschlag entspricht dann einer Änderung der Vertikalintensität um

$$\Delta Z = \frac{4M}{aF} \dots \dots \dots (12)$$

Zum Schluß seien noch einige Registrierungen (vgl. Fig. 4 und 5) wiedergegeben, die in einem von industriellen Störungen entfernten Gebiet (Acker-Bruchberg) im Harz angestellt wurden. Zur Verwendung kam eine Gummiaderleitung*) von 600 m Länge (Widerstand etwa 3Ω), die teils in einem, teils in zwei Ringen ausgelegt wurde. Der Drahtquerschnitt war, um die hohe Dämpfung zu erzielen, relativ groß (4 mm^2). Der Draht muß fest auf dem Boden verlegt werden, damit Bewegungen durch den Wind ausgeschlossen sind. Registriert

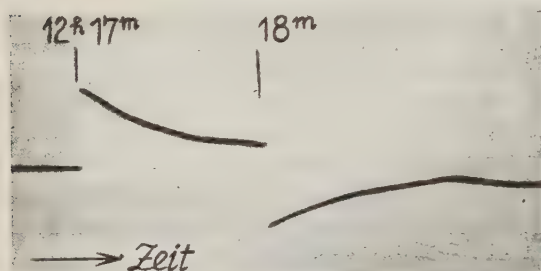


Fig. 3. Eichung und Bestimmung des Koeffizienten p/D . 50Ω -Instrument, Eigenperiode 7 sec, umrandete Fläche $3.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^2$. Bei 12h 17m und 18m je eine Magnetdrehung, Moment 5810 cgs, Abstand 30 cm. Der Anfangsaus Schlag beträgt 12.5 mm, die entsprechende Änderung der Vertikalintensität ist also nach Gleichung (12) 2.2γ , damit die Empfindlichkeit $0.176 \gamma/\text{mm}$. Die danach folgende Rückkehr in die Ruhelage ist zur Hälfte in 24.4 sec erfolgt. Damit p/D aus Gleichung (9) 35.3 sec, damit der Dämpfungskoeffizient $(p/D)\omega_0 = 31.5$

wurde mit zwei verschiedenen Drehpul-Spiegelgalvanometern: einem 10Ω -Instrument und einem 50Ω -Instrument (neue Type!) von Siemens & Halske. Die Empfindlichkeit wurde durch mehrfache Reflexion an einem festen Spiegel vervielfacht. Bis zur vierfachen Reflexion kann man leicht kommen.

Die Fig. 3 zeigt zunächst die absolute Eichung, verbunden mit der Bestimmung, des Koeffizienten p/D aus der „Halbwertszeit“ T . Die beiden Ausschläge wurden durch Drehen eines Stab-

magneten vom Moment 5810 cgs in der geschilderten Weise erzeugt. Mit der aus der Unterschrift zur Fig. 3 ersichtlichen Auswertung folgt, daß Wellen von z. B. 98 sec Periode nur um etwa 2% verkleinert registriert werden.

Das 10Ω -Instrument (Eigenperiode 15 sec) ist durch die Schleife von 3Ω natürlich nicht in so hohem Maße kriechend gedämpft. Bei der hohen Volt-empfindlichkeit des Instruments ist aber die Ausschlagsempfindlichkeit gegen Magnetfeldschwankungen**) höher. 1 mm entspricht hier einer Feldänderung von 0.046γ . Die Amplitudentreue ist etwas geringer als beim 50Ω -Instrument.

*) Isolation durch zwei Lagen vulkanisierter Gummimischung, mit gummiertem Band bewickelt und getränkter Baumwollbeflechtung versehen.

**) Mit $\omega = \omega_0$.

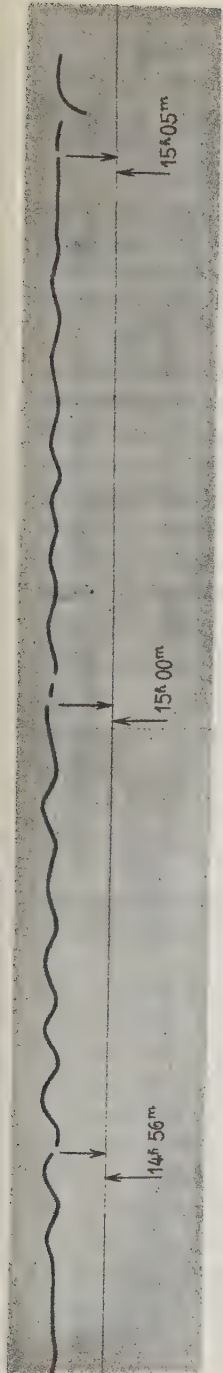


Fig. 4. Originalregistrierung der Elementarwellen, 5. X. 1933. 10 Ω -Instrument, Zeitmarken bei 14h 56m, 15h 00m, 05m
Am Ende der Registrierung ein Eichenschlag mit der folgenden Abklingung

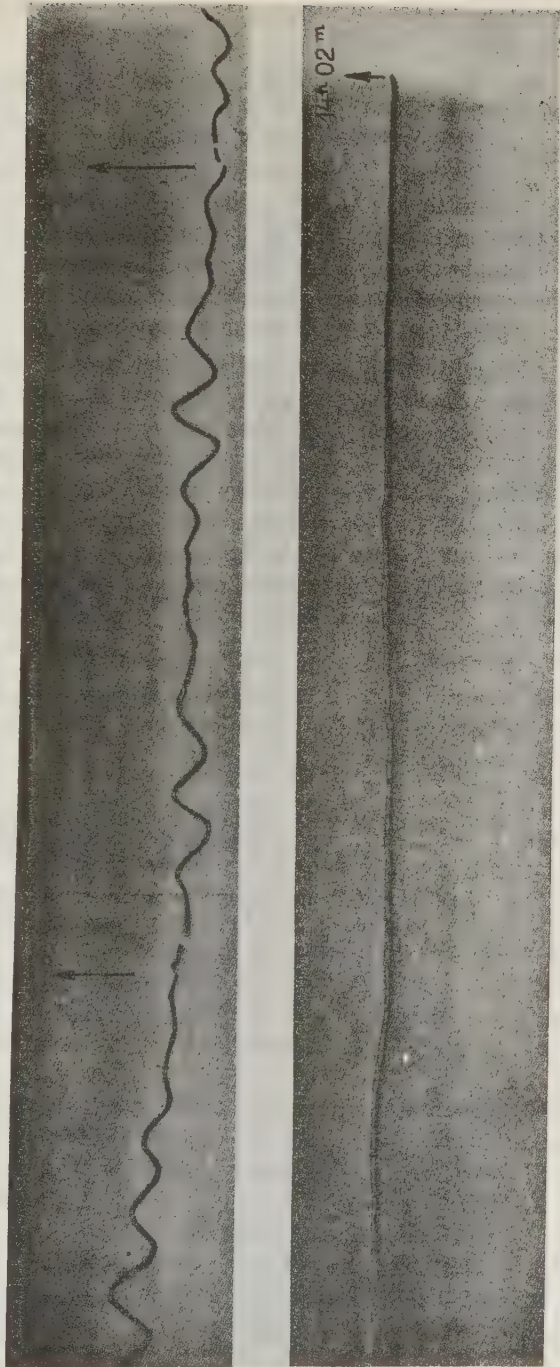


Fig. 5. Originalregistrierung von Wellengruppen, 29. IX. 1933. Nach der Pause sind die beiden Schleifen „gegeneinander“ geschaltet

Der Faktor für eine Welle von einer Periode von 38 sec (obiges Beispiel) beträgt schon 0.55*).

Daß die registrierten Wellen tatsächlich Schwankungen des Erdfeldes wiedergeben und nicht etwa durch parasitäre EMK oder sonstige Störeffekte hervorgerufen sind, an die man bei einer fliegenden Aufstellung denken könnte, zeigt die Fig. 5, wo unmittelbar anschließend mit zwei Schleifen in Hinter- und Gegeneinanderschaltung registriert wurde. Die kleine Pause zwischen den Registrierungen war nur durch das Umschalten der Drahtringe bedingt. Nach der Gegeneinanderschaltung der beiden Ringe bleibt nur eine kleine, bei der hohen Empfindlichkeit nicht verwunderliche Nullpunktsunruhe. Durch absichtliche magnetische Störungen war natürlich jetzt kein Ausschlag zu erzielen.

Obwohl kein umfangreiches Registriermaterial vorliegt**), ist doch zu sehen, daß das Auftreten der langen Wellen (32 und 38 sec-Periode) eine häufige Erscheinung sein muß. Die Wellen erscheinen dabei „gruppenförmig“ (vgl. Fig. 5). Man wird die beobachteten Wellen und Wellengruppen mit den von anderen Beobachtern (z. B. Eschenhagen und Pödder) festgestellten Oszillationen von ähnlicher Periode, den erdmagnetischen Elementarwellen, identifizieren können. Das mit der beschriebenen Anordnung leicht beizubringende Beobachtungsmaterial wird vielleicht einmal den bisher unbekannten Ursprung dieser regelmäßigen sinusförmigen Schwankungen enthüllen helfen.

Herr Prof. Valentiner stellte mir, wie bisher immer, zur Ausführung der Arbeit die Mittel des Physikalischen Instituts der Bergakademie bereitwilligst zur Verfügung, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aussprechen möchte.

*) Trotz dieses verkleinernden Faktors wird aber die genannte Welle durch dieses Instrument, eben wegen seiner höheren „Empfindlichkeit“, größer registriert als durch das 50 Ω -Instrument.

**) Daß sich die Registriertage nicht durch besondere magnetische Störungen auszeichneten, zeigten die mir liebenswürdigerweise von Herrn Prof. Nippoldt zur Verfügung gestellten Niemecker Registrierungen.

Sprengseismische Untersuchungen

(Experimentelle Ergebnisse einer Arbeitsgemeinschaft an der T. H. Berlin, 1934)

Von **Oswald v. Schmidt**, Charlottenburg — (Mit 3 Abbildungen)

Es wurden 180 Sprengungen zur Untersuchung seismischer Probleme ausgeführt. Es ergab sich, daß Sprengungen in der Luft überraschend starke Bodenerschütterungen hervorrufen, die gut reproduzierbar sind. — Weiterhin ergab sich ein Beweis für die Summation der Grenzwellen in der zweiten Schicht. Damit ist gleichzeitig die Ungültigkeit der Fresnelschen Formeln bei $\alpha \approx i$ für die Seismik bewiesen.

Im Sommersemester 1934 beschlossen Dr. K. Jung und ich, gemeinsam mit unseren Hörern an der Technischen Hochschule Berlin eine Arbeitsgemeinschaft zu gründen, um statt des üblichen Praktikums eine wissenschaftliche Forschungsarbeit in Angriff zu nehmen. An den praktischen Arbeiten, die sich über 6 Wochen erstreckten, nahmen folgende Herren teil: G. Birmann, F. Haalek, K. Jung, R. Meinhold, D. Mitoff, K. Rosenhauer, D. Schmarje, O. v. Schmidt, W. Schneeweiss, J. Schon, Schreiner, V. Zuck.

Da ganztägig gearbeitet werden mußte, so wechselten sich die einzelnen Teilnehmer ab, je nachdem welcher Tag zur Verfügung stand. Besonders intensiv haben die Herren Meinhold und Mitoff mitgearbeitet, die auch bei der späteren Auswertung sich zur Verfügung stellten.

Programm der Arbeiten. Durch sprengseismische praktische Versuche im Gebiete der Rüdersdorfer Kalkbrüche sollten zwei Fragen einer näheren Untersuchung unterzogen werden: erstens, ob es möglich ist, die sehr unangenehmen und kostspieligen Flurschäden bei den Sprengungen zu vermeiden, und zweitens, ob sich das im vorigen Vortrag skizzierte Problem des Energietransportes experimentell weiter klären läßt. Außerdem wollten wir versuchen, verschiedene Grundprobleme der Sprengseismik näher zu studieren.

Apparatives. Zwei Seismographen (Type Rode, Potsdam) waren uns von der Geologischen Landesanstalt, ein Seismograph (Type Grönlandexpedition Wegener) war uns von den Askaniawerken liebenswürdigerweise zur Verfügung gestellt worden.

Im folgenden sollen nun kurz die Ergebnisse der Arbeiten geschildert werden und zwar in Form eines Vorberichtes; die endgültigen Resultate müssen einer späteren Veröffentlichung vorbehalten bleiben, da allein die genaue Ausmessung der 180 Registrierungen mehrere Monate in Anspruch nehmen wird.

Die Apparate wurden einer genauen Vorprüfung unterzogen und verschiedene Änderungen vorgenommen. So wurde neben dem Zeitpendel auch noch eine elektromagnetische Stimmgabel angeschlossen, die durch ein Geisslerröhrchen äußerst scharfe Zentisekunden markierte. Erwähnenswert ist hierbei die Tatsache,

daß die Stimmgabel durch den Erdboden bis zu 10 m Entfernung noch auf den Seismographen wirkte.

Da sich die Registrierung des Sprengmomentes durch Telephon mit Spiegel für unsere Spezialuntersuchungen nicht als genau genug erwies, mußten andere Mittel ausprobiert werden. Am besten bewährte sich schließlich eine Glimmlampe (200 Volt, 2 mA), die ja bekanntlich eine Auslöschdauer von 10^{-5} sec besitzt. Wenn wir in unserem Kabel eine Kapazität gegen Erde hatten, so trat eine Zeitverzögerung im Stromabriß ein, gemäß der bekannten Beziehung:

$$J = \frac{E}{R} e^{-\frac{t}{RC}}.$$

Dieses allmähliche Abklingen der Stromstärke ist auch bei allen anderen Registrierarten der Fall (mit Ausnahme der Hochfrequenz), es macht sich aber erst bei der angeführten hohen Genauigkeit bemerkbar.

Um also von der Zeitverzögerung vollkommen unabhängig zu sein, empfiehlt es sich, sogenannte Indikatorglimmlampen von Osram zu benutzen, durch dieselben kann man bei geeigneter Schaltung ähnlich wie beim Oszillographen sehr genau den ersten Anfang des Stromabfalls registrieren. Arbeitet man mit einer gewöhnlichen Glimmlampe, so genügt es, die Kabel bei Regenwetter über 30 cm hohe Brettchen zu leiten.

Das Arbeitsgebiet. Die Sprengungen wurden in den Rüdersdorfer Kalkbrüchen vorgenommen und zwar teilweise auf Schaumkalk, teilweise auf unterem Wellenkalk, eine genauere Darstellung der geologischen Verhältnisse soll in einer späteren Veröffentlichung erfolgen, nachdem alle Ergebnisse der Arbeit ausgewertet worden sind. Für die vorliegende Zusammenfassung ist es von Wichtigkeit darauf hinzuweisen, daß eine große Serie von Sprengungen derart angeordnet war, daß der Seismograph in einer künstlichen Höhle (Schrammstrecke) stand, während die Sprengungen 23 m höher genau über dem Seismographen auf der Erdoberfläche des Wellenkalkes ausgeführt wurden. Es war hiermit wohl erstmalig die Möglichkeit gegeben, die direkte Explosionswelle als Raumwelle, nicht, wie sonst, als Oberflächenwelle zu registrieren. Resultate, die sich auf diese Serie beziehen, sollen mit dem Vermerk „unter Tage“ gekennzeichnet werden.

Luftsprengungen. Unsere ersten Untersuchungen knüpften an eine sehr überraschende Erfahrung aus den Tropen an: dort hatte eine zum Zwecke der Schallübertragung an den Palmenstamm angebrachte Sprengstoffladung fast dieselbe Amplitude des Erdstoßes gegeben, wie eine andere gut vergrabene und verdämmte Sprengung.

Es wurden daher in Rüdersdorf als erstes Versuche angestellt, ob der Impuls durch den Baum oder durch die Luft auf die Erde übertragen wird. Zur Entscheidung der Frage wurde die Sprengstoffpatrone an eine dünne Schnur befestigt, die ihrerseits an dünnen Bambusruten hing. Da die Energieübertragung auch unter

diesen Umständen unvermindert erfolgte, war der zweifellose Beweis erbracht, daß die Energieübertragung sicher durch die Luft erfolgt.

Anschließend wurden nun systematische quantitative Messungen vorgenommen, und zwar, um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, hauptsächlich in der Anordnung „Seismograph unter Tage“. Es ergaben sich folgende Resultate:

1. Für quantitative Serienmessungen ist die Luftsprengung geradezu ideal; man kann, ohne daß der Erdboden durch die erste Sprengung aufgelockert wird, genau an derselben Stelle beliebig viele weitere Sprengungen vornehmen.

2. Die Luftsprengungen sind viel genauer reproduzierbar; der Stoß der Luft auf den unverritzten Erdboden überträgt sich gleichbleibender als im Falle der doch nicht ganz gleichartig eingegrabenen und verdammten Erdladungen.

3. Wurden die Ladungen in verschiedener Höhe vom Erdboden angebracht, so ergab sich das unerwartete Resultat, daß die Energie mit der Entfernung von der Erdoberfläche anfangs wächst, um dann langsam abzunehmen. Wir sehen aus Fig. 1, daß das Maximum der in die Erde eindringenden Energie für eine Patrone bei 2 m liegt, bei größeren Ladungen ist das Maximum höher, etwa 3 m.

Die angegebenen Resultate wurden bei allen Versuchen von neuem bestätigt, auch als der Seismograph nicht mehr unter Tage, sondern auf der Erdoberfläche stand, ebenso auch bei Zweischichtenlagerung. Nur der guten Reproduzierbarkeit der Luftsprengungen ist es zu danken, daß die nachfolgend geschilderten quantitativen Untersuchungen möglich waren.

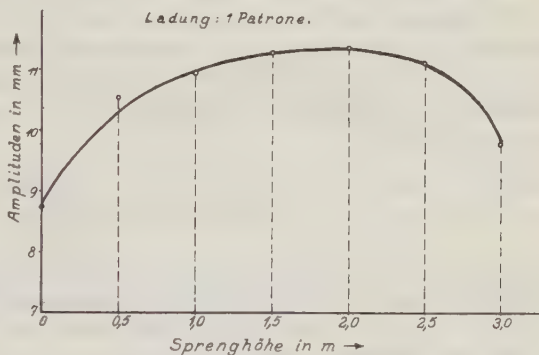


Fig. 1. Bei Sprengungen in der Luft dringt aus 2 m Höhe am meisten Energie in den Erdboden

Vermeidung von Flurschäden. Bei der angewandten Seismik zur Aufsuchung von Lagerstätten spielen die Flurschäden eine nicht unerhebliche Rolle, kann es doch vorkommen, daß der Flurschadenersatz das Mehrfache der Sprengstoffkosten ausmacht, ganz besonders in einem so intensiv kultivierten Lande wie Deutschland. In vielen Fällen erhält man überhaupt nicht die Erlaubnis zu Sprengungen, z. B. auf Wegen und Waldschneisen, und gerade dort würde die Arbeit besonders schnell und vermessungstechnisch leicht vonstatten gehen.

Aus all diesen Gründen ist es sicher von Wert, in den Luftsprengungen eine Methode zu besitzen, die den Flurschaden vollkommen vermeidet; nach all unseren Luftsprengungen war auf dem Erdboden nichts zu merken, so daß man ruhig

auf Wegen arbeiten kann; ja sogar die Grasnarbe blieb bestehen, so daß man, falls es unbedingt notwendig wäre, auch auf dem Rasen eines Parkes oder einer Wiese Sprengungen ausführen könnte.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode, der uns besonders in Rüdersdorf zugute kam, war die Schnelligkeit und Billigkeit der Sprengungen auf festem Gestein. Die Aufstellung der beiden Bambusruten und Anbringung der Ladung dauerte höchstens 5 Minuten. Nach der sonst üblichen Methode dauerte das Bohren des Loches für den Sprengstoff 2 Stunden mit zwei Arbeitern.

Noch einen Vorteil hatten wir durch das Arbeiten mit Luftsprengungen: Beim Sprengen mit vergrabener Munition im Stein- oder Schottergelände muß in großem Umfange abgesperrt werden, denn es kann vorkommen, daß Brocken bis zu 1 km fliegen; dieses war bei unseren Arbeiten nicht notwendig, da durch die Luftsprengungen überhaupt keine Steine bewegt wurden.

Erklärung der Luftsprengungen. Die überraschend große Übertragung der Schallenergie der Luft auf den Felsen wird noch erstaunlicher, wenn wir uns klarmachen, wieviel Energie der Theorie nach eigentlich nur übertragen werden dürfte. Nach einer für gewöhnliche Schallwellen oft bestätigten Formel besteht zwischen der durchgehenden Intensität J_d und der einfallenden Intensität J_e folgende Beziehung:

$$J_d = J_e \frac{4 \frac{r_1}{r_2}}{\left(\frac{r_1}{r_2} + 1\right)^2},$$

wobei unter r_1 der Schallwiderstand $= v_1 \rho_1$ des ersten Mediums zu verstehen ist, unter $r_2 = v_2 \rho_2$ entsprechend der Schallwiderstand des zweiten Mediums. Sind die Schallwiderstände extrem verschieden, so wird alle Energie reflektiert, sind dagegen die Schallwiderstände gleich, so dringt alle Energie in das zweite Medium ein. Im Falle Luft-Wellenkalk dürfte nur $2 \cdot 10^{-4}$ der einfallenden Energie in den Kalk eindringen, de facto dringt aber 600mal mehr ein, wie Vergleichsmessungen erweisen. Wir müssen also annehmen, daß die Luft in der Nähe des Sprengherdes einen ähnlichen Schallwiderstand besitzt wie der Kalk; das würde aber heißen, daß in der Umgebung des Sprengherdes nicht nur eine sehr große Überschallgeschwindigkeit herrscht, sondern auch eine Dichte der Luft, die etwa 100mal größer ist als unter normalen Bedingungen. Diese Überlegungen sollen weniger dazu dienen, die Erscheinungen zu erklären, als vielmehr das Überraschende der Erscheinungen zu demonstrieren.

Die Amplituden, in Abhängigkeit von der Ladung. Die nachfolgenden Untersuchungen wurden alle auf einer Schotterterrasse, dem „Deckenhügel“ in Rüdersdorf ausgeführt, da wir es dort mit einer besonders gut ausgeprägten Zwischichtenlagerung zu tun hatten. In Fig. 3 oben ist ein Profil des Deckenhügels skizziert; der punktierte Teil bedeutet den obenaufliegenden Schotter von 16 bis 17 m Mächtigkeit, darunter liegt der Kalk.

Um die Abhängigkeit der Amplituden von der Ladung zu untersuchen, wurden nun in 50 m Entfernung vom Seismographen Sprengungen mit verschiedenen Ladungen, jedoch derselben Höhe über dem Erdboden ausgeführt. Bekanntlich müssen die Quadrate der Amplituden den Energien entsprechen; diese allgemein anerkannte Beziehung stimmt jedoch bei der Zweischichtenseismik nicht. Wie aus Fig. 2 zu ersehen, wachsen die Amplituden nicht quadratisch, sondern linear mit den Ladungen. Auf eine Klärung dieser Erscheinung soll hier nicht eingegangen werden, dieselbe soll erst nach gründlicher Durcharbeitung des gesamten Materials

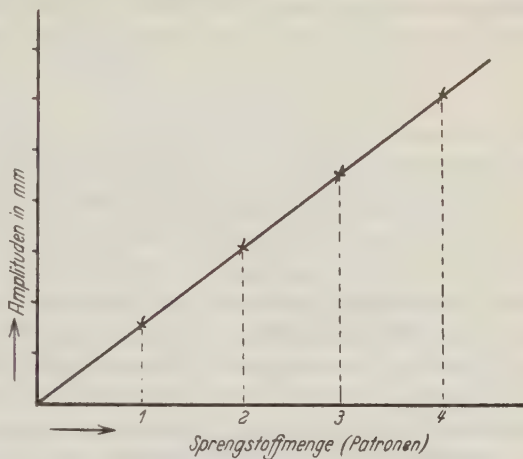


Fig. 2. Die Amplituden nehmen nicht quadratisch, sondern linear mit den Ladungen zu

erfolgen. Mit den Luftsprengungen hängt die Erscheinung nicht zusammen, da dasselbe Resultat auch bei eingegrabenen Ladungen zu beobachten war.

Der Energietransport bei zwei Schichten (siehe Fig. 3). Das Problem bestand darin, zu vergleichen, wieviel Energie einerseits durch den Schotter auf dem Wege a ,



Fig. 3 a

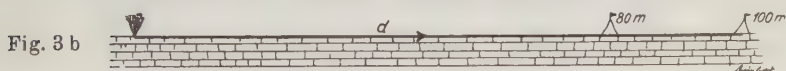


Fig. 3 b

Fig. 3. Vergleich der ankommenden Energien:

a) Sprengung auf Schotter, über einer Kalkschicht; b) Sprengung nur auf Kalk

b , c (Fig. 3a) transportiert wird, und wieviel Energie andererseits durch den Kalk allein auf dem Wege d anlangt (Fig. 3b). Sowohl auf dem Schotter als auch auf dem Kalk wurde daher eine Sprengung mit je fünf Patronen in 100 m Entfernung ausgeführt. Die entsprechenden Amplituden A_h , A_0 und Perioden T_h , T_0 sind in Tabelle 1 gegenübergestellt und die entsprechenden Energien $(A/T)^2$ berechnet

(h = horizontale, v = vertikale Komponente des ersten Stoßes). Es zeigt sich, daß über den Schotter, also auf dem Wege über a , b , c , etwa 1.8mal mehr Energie gelangt ist, als auf dem direkten Wege über die Kalkoberfläche.

Tabelle 1

	s	A_v	T_v	A_h	T_h	$\left(\frac{A}{T}\right)_v^2$	$\left(\frac{A}{T}\right)_h^2$	ΣE	$\frac{E_1}{E_2}$
Schotter . .	100 m	1.25	0.6	—	—	4.35	—	4.35	} 1.8
Kalk . . .	100 m	0.3	0.2	0.3	0.8	2.25	0.14	2.39	

Dieses Resultat ist wohl kaum anders zu erklären als durch die im ersten Vortrag erläuterte Summation der Grenzwellen, es stellt somit einen *experimentellen Beweis für die dort aufgestellte Hypothese dar, daß alle Strahlen bei Winkeln $\leq i$ in der Grenzschicht weiterlaufen*. Es sei hierbei extra betont, daß die Hypothese des ersten Vortrages über den Strahlenverlauf beim Grenzwinkel nicht etwa ad hoc zur Erklärung der vorliegenden Untersuchungen gemacht worden ist, sondern daß im Gegenteil unsere Gemeinschaftsarbeit in Rüdersdorf zum Teil mit dem Ziel der Prüfung dieser Hypothese unternommen worden ist.

Das Ergebnis wirkt noch deutlicher, wenn man sich klar macht, daß ja wohl die Abstände Seismograph—Sprengung gleich sind, de facto aber im Falle des Schotters der Weg über a , b , c um $\frac{2h(1 - \sin i)}{\cos i} = 30$ m länger ist.

Wir wollten daher auch die Energien derjenigen Wellen vergleichen, die genau gleichlange Wege gelaufen sind. Es wurden daher (siehe Fig. 3) noch weitere Sprengungen mit je fünf Patronen ausgeführt, und zwar eine in 70 m Abstand auf dem Schotter, entsprechend einem Wege von 100 m auf dem Kalk; und eine in 50 m auf dem Schotter, entsprechend einer neuen Sprengung von 80 m auf dem Kalk. Die Ergebnisse dieser beiden zu vergleichenden Paare sind in der Tabelle 2 gegenübergestellt.

Tabelle 2

	A_v	T_v	A_H	T_h	$\left(\frac{A}{T}\right)_v^2$	$\left(\frac{A}{T}\right)_h^2$	ΣE	$\frac{E_1}{E_2}$
Schotter 70 m . .	2.5	0.6	—	—	17.3	—	17.3	} 7.2 : 1
Kalk 100 m . . .	0.3	0.2	0.3	0.8	2.25	0.14	2.39	
Schotter 50 m . .	3.37	0.6	—	—	31.5	—	31.5	} 3.1 : 1
Kalk 80 m . . .	0.6	0.2	0.6	0.6	9	1	10	

Wir erhalten also beim gleichen Weg von 100 m 7.2mal mehr Energie über den Schotter, und bei 80 m 3.1mal mehr Energie über den Schotter, ein noch augenfälligerer Beweis für die summierte Grenzwellen. Daß die Energiedifferenz bei 50 m Abstand (80 m Weg) viel geringer ist, beruht darauf, daß in dieser geringen Entfernung die Summation nicht mehr vollständig zur Auswirkung gelangen kann, die beiden Summationswinkel φ_1 (siehe Fig. 4 des vorigen Vortrages) überschneiden sich hier schon. Es ist zu hoffen, daß diese Abnahme der Summation bei geringen Entfernungen nach der endgültigen Auswertung aller Seismogramme noch viel deutlicher in Erscheinung treten wird.

Beweis für die Summation in der Grenzschrift. Da die ersten Stöße uns über den Umweg der Grenzschrift 1.8- bis 7.2mal mehr Energie übertrugen als wenn nur Kalk vorhanden wäre, so müssen wir darin einen Beweis für die Summation in der Grenzschrift sehen, und weiterhin einen Beweis für die am Anfang des vorigen Vortrages eingeführte Hypothese. *Die Fresnelschen Formeln gelten also — zumindest in der Seismik — bei $\alpha \leq i$ nicht mehr.*

Die vorliegenden Ausführungen stellen nur einen provisorischen Bericht über die erst am 22. vorigen Monats abgeschlossenen Arbeiten in Rüdersdorf dar. Es ist nur ein kleiner Teil der 180 Sprengungen bisher ausgewertet worden, ja nicht einmal über alle Probleme, die wir uns gestellt, habe ich Ihnen eben berichten können.

Eine exakte Auswertung aller Filme mit dem Meßmikroskop wird noch Monate in Anspruch nehmen, erst dann kann eine endgültige Veröffentlichung unserer Gemeinschaftsarbeit erfolgen.

Zum Schluß danke ich all den Stellen, die uns die vorliegende Arbeit ermöglicht haben: der Geologischen Landesanstalt und speziell Prof. Barsch und Prof. Reich für die Überlassung der Apparate, den Askaniawerken für die Apparate und den Film über unsere Arbeiten, dem Herrn Rektor der Technischen Hochschule sowie Herrn Prof. Niemcezek für Gewährung von Mitteln, der Berginspektion Rüdersdorf für Erlaubnis zur Benutzung ihres Geländes und vielfache Hilfe.

Den größten Dank schulden wir jedoch der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, ohne deren mehrfache schnelle Unterstützung die vorliegenden Untersuchungen nicht möglich gewesen wären.

Über einige Ergebnisse der vom Geodätischen Institut Kopenhagen durchgeführten seismischen Feldarbeiten in Dänemark

Von **B. Brockamp**, Kopenhagen — (Mit 1 Abbildung)

Gravimetrische und magnetische Messungen lassen vermuten, daß der tiefere Untergrund Dänemarks komplizierter gebaut ist als man der Oberfläche nach vermuten könnte. In Anlehnung an die gravimetrischen Arbeiten des Instituts sind seismische Feldarbeiten durchgeführt. Da über diese Arbeiten ausführlich in einer Veröffentlichung des Instituts (Inst. Géodésique de Danemark. Mémoires. Troisième Série, Tome Deuxième) berichtet wird, seien hier nur einige Ergebnisse mitgeteilt. Bei allen Arbeiten wurden die Profile in beiden Richtungen abgeschossen. Es wurden drei Vertikal- und bei einigen Arbeiten außerdem in einem Beobachtungszelt zwei Horizontalseismographen benutzt.

1. Geschwindigkeitsbestimmungen in anstehendem Gestein. In anstehenden Gesteinen wurden folgende Werte für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen gefunden:

Gesteinsart	Geschwindigkeit der Longitudinalwellen km/sec
Gestreifter Granit	5.15
Rönnö Granit	4.8
Nexösandstein	4.1
Grüner Schiefer	4.0
Rhät-Liasschichten	3.3
Kreide (Danien, Senon)	2.1—2.5
Tertiär	bis 1.9
Diluvium	bis 1.5
Dünensand	etwa 0.5

Für die Poissonsche Konstante folgt in gestreiftem Granit $\sigma = 0.34$, in Schreibkreide ($v = 2.2$ km/sec) $\sigma = 0.36$, für den Elastizitätsmodul in gestreiftem Granit $E = 4400$ kg/mm², in Schreibkreide $E = 600$ kg/mm².

2. Profilbestimmungen. Es wurde auf 14 etwa 5 bis 8 km langen Profilen, für deren Wahl im allgemeinen das gravimetrische und magnetische Verhalten maßgebend war, beobachtet. In allen Profilen (einzige Ausnahme Profil Laasby, 27 km westlich von Aarhus) tritt eine Schicht mit der Geschwindigkeit 2.1 bis 2.5 km/sec auf. In den meisten Profilen ist diese Schicht überlagert von Diluvium oder von Tertiär und Diluvium. Die Schicht mit der Geschwindigkeit 2.1 bis 2.5 km/sec ist als Schreibkreide anzusprechen, wobei eine Trennung in Danien und Senon vorerst noch nicht möglich ist. Wahrscheinlich ist die Schicht im Profil Laasby mit der Geschwindigkeit 3.1 km/sec den Horizonten mit der Geschwindigkeit 2.1 bis 2.5 km/sec in den übrigen Profilen zuzuordnen, wobei in diesem Profil stärkeres Auftreten von Flint die größere Geschwindigkeit bedingt. Unterlagert wird die Schreibkreide von einer Schicht mit der Geschwindigkeit 2.8 bis 3.5 km/sec. Anhalt über das Material dieser Schicht gibt eine Bohrung in Kopenhagen, die bis 860 m Tiefe heruntergebracht ist, und in der bis zu dieser Tiefe nur senone Schichten angetroffen sind. Bis zu 300 m Tiefe besteht das Gestein aus normaler weicher Schreibkreide, bis 500 m Tiefe treten härtere Kalklagen auf, von 500 m an geht das Gestein über in Kalkstein bis Mergelkalkstein mit Mergelzwischenlagen. Da die Schicht mit der Geschwindigkeit 2.9 bis 3.5 km pro sec in allen Profilen zwischen 300 und 500 m Tiefe angetroffen wird, ist sie sehr wahrscheinlich entsprechend der Schichtung in der Bohrung zum Senon zu stellen.

Während einschließlich dieser v_3 -Schicht (2.8 bis 3.5 km/sec) alle Profile den gleichen Schichtenaufbau ergeben mit dem Unterschied, daß in einigen Profilen die Kreide von Diluvium oder Tertiär und Diluvium überdeckt ist, zeigt die nächste Schicht, die aber nicht in allen Profilen erreicht worden ist, einen starken Wechsel in der Geschwindigkeit und Höhenlage. Das bis jetzt vorliegende Material

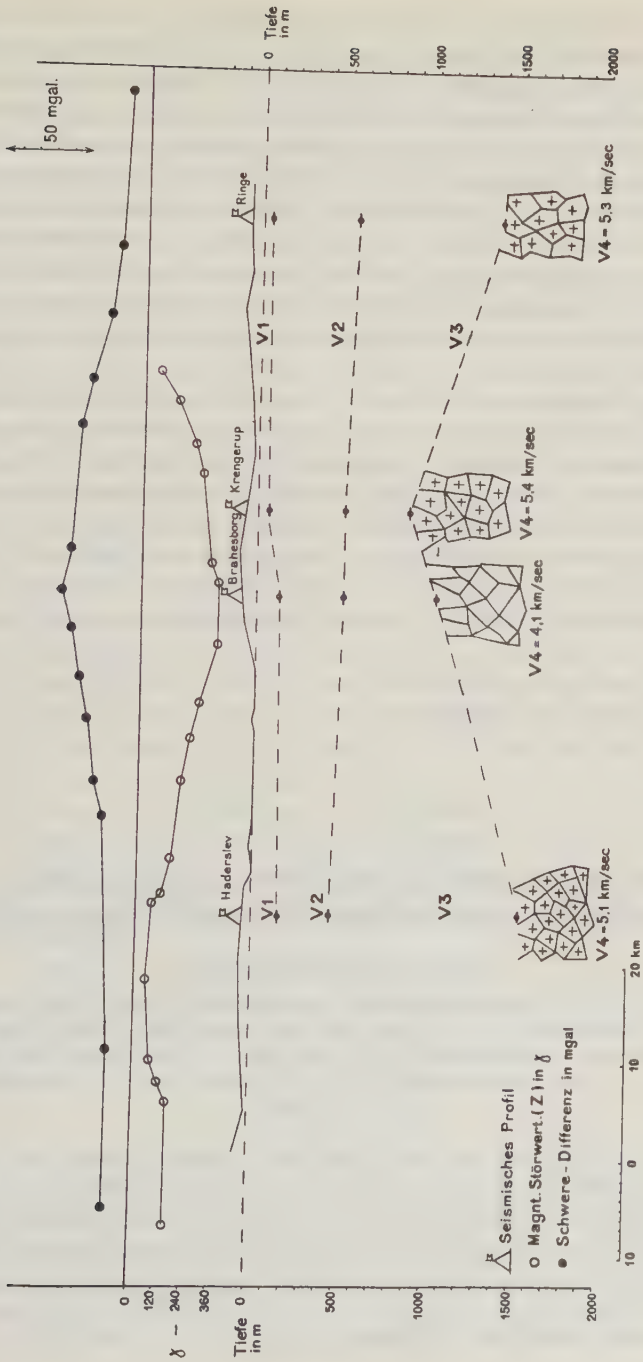


Fig. 1

erlaubt die Einteilung in zwei Gruppen; die eine Gruppe umfaßt die Gebiete mit der Geschwindigkeit $v_4 = 4.0$ km/sec, die andere die mit der Geschwindigkeit 5.0 km/sec. Aufwölbungen dieser Schicht fallen mit magnetisch oder gravimetrisch positiven Störgebieten zusammen. Eine Ausnahme hiervon macht die Kleine Belt-Störung. In ihr fällt eine starke positive Schwerestörung mit einem großen magnetischen Minimum zusammen ($\sim + 45$ mgal; $- 470 \gamma$). Soweit die v_4 -Schicht eine Geschwindigkeit von 4 km/sec besitzt, dürfte es sich wahrscheinlich um paläozoische Sedimente handeln. In den Gebieten mit der Geschwindigkeit 5.0 km/sec mag es sich um Granit, vielleicht aber auch um kristallinen Kalkstein handeln. Da in Dänemark keine Bohrung die Kreideunterlage erreicht hat, ist eine sichere Zuordnung der v_4 -Schicht zu bestimmten Gesteinsschichten noch nicht möglich.

An dieser Stelle sei, auch wenn die Untersuchungen in Dänemark keinen direkten Beitrag zu dieser Frage liefern, auf die Seismizität der magnetischen und gravimetrischen Plusgebiete hingewiesen. Ein Vergleich der Karten von A. Sieberg*) über die Seismizität im Ostseegebiet mit magnetischen und gravimetrischen Karten zeigt, daß diese Störgebiete vielfach rege Schüttergebiete sind. Deutlich tritt dieses Verhalten in Erscheinung, z. B. im Gebiet Pritzwalk—Wittstock—Havelberg; Friedeberg—Kreutz—Marzdorf. Aber auch längs der Ostseeküste bis nach Ostpreußen hinauf ist die Gebundenheit dieser Erscheinung zu erkennen.

Die Fig. 1 gibt einen Schnitt durch die Kleine Belt-Störung von Jütland bis über die Mitte von Fünen hinaus.

Die elektrische Leitfähigkeit von Aggregaten in bezug auf die Leitfähigkeiten ihrer Bestandteile

Von J. N. Hummel, Berlin

Auf die Leitfähigkeit der Gesteine sind sechs Faktoren von Einfluß: 1. das Widerstandsverhältnis der Bestandteile; 2. die Raumteile der Bestandteile; 3. die Gleichberechtigung oder Nichtgleichberechtigung der Bestandteile; 4. die Gestalt der Bausteine; 5. die Orientierung der Bausteine gegen die Stromrichtung und 6. die Anordnung der Bausteine im Raume.

Sowohl die Probleme, die der Geoelektrik gestellt werden, als auch die Lösungen, die diese liefern soll, sind geologischer Natur. Da nun aber für die geoelektrischen Methoden der angewandten Geophysik zunächst nur drei physikalische Konstanten von Bedeutung sind, und von diesen vor allem die elektrische Leitfähigkeit σ , kann man mit einer Vermessung günstigenfalls auch nur über deren

*) Handbuch der Geophysik, Bd. IV, Lief. 3.

Größe unmittelbaren Aufschluß erhalten. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, vor Beginn jeder Untersuchung erst über die Beziehungen zwischen dem Material der geologischen Körper und dieser Materialkonstanten Klarheit zu gewinnen. Denn diese Beziehungen vermitteln uns die Kenntnis des gesetzmäßigen Zusammenhanges, der zwischen der geologischen und der elektrischen Beschaffenheit des Untergrundes besteht und der sowohl bei der Übertragung der geologischen Problemstellung in eine physikalische, als auch bei der geologischen Deutung des physikalischen Ergebnisses von der größten Bedeutung ist.

Die Ermittlung der Beziehungen, die zwischen der geologischen und der physikalischen Beschaffenheit des Untergrundes bestehen, kann experimentell oder theoretisch erfolgen. Die Schwierigkeiten der experimentellen Bestimmung sind bekannt. Einmal sind die Gesteine des Untersuchungsgebietes, dessen unbekannte Beschaffenheit erst erforscht werden soll, meist nicht zugänglich. Wo es aber gelingt, Proben aus Bohrlöchern oder Stollen zu erlangen, befinden sich diese an der Erdoberfläche doch nicht mehr in ihrem natürlichen Zustande, da sich zum mindesten ihr Feuchtigkeitsgehalt geändert hat. Und schließlich wäre ein Schluß von den an unveränderten Proben gewonnenen Meßergebnissen auf die physikalischen Eigenschaften ganzer geologischer Körper auch nur sehr bedingt möglich.

Um ein klares Bild von den möglichen Leitfähigkeiten des Untersuchungsgebietes zu gewinnen, und zugleich auch die tieferen Gründe für die von vielen Umständen abhängigen örtlichen und zeitlichen Schwankungen der Leitfähigkeit aus dem genetischen Aufbau der Erdkruste organisch zu verstehen, empfiehlt es sich, die Komplexe gedanklich zu zergliedern und die Gesamtleitfähigkeit in ihrer Abhängigkeit von den sie bestimmenden Faktoren systematisch zu untersuchen. Sind diese bekannt, so läßt sich nämlich die Leitfähigkeit des Untergrundes aus den Leitfähigkeiten seiner einzelnen Konstituenten nach physikalischen Gesichtspunkten herleiten. Das wichtigste Problem, um das es sich hierbei handelt, ist die Ermittlung der Leitfähigkeit eines Aggregates aus den Leitfähigkeiten seiner einzelnen Bestandteile.

Zur Berechnung des Gesamtwiderstandes w aus den einzelnen Widerstandsteilen w_n kann man sich unter Umständen der Beziehung

$$w = \frac{1}{\sum \frac{1}{w_n}}$$

bedienen, wobei das Symbol Σ die Summation über die Widerstände, und das Symbol S die Summation über die Leitwerte andeutet. Diese einfache Formel ist jedoch auf unser Problem leider nicht anwendbar, da uns der Stromverlauf im Untergrund noch unbekannt ist. Es ist aber einleuchtend, daß man von dem Widerstand eines räumlich ausgedehnten Leiters in einem bestimmten Sinne erst dann reden kann, wenn man weiß, in welcher Weise er von der Strömung durch-

flossen wird. Bei einem dreidimensionalen Objekt sind nämlich die Lagen der Stromfäden nicht von vornherein gegeben, sondern müssen im allgemeinen erst durch die Integration der Feldgleichungen berechnet werden. Dieser Berechnung liegen bei Elektronenleitung, mit der wir uns hier ausschließlich beschäftigen wollen, die Gesetze der räumlichen Stromausbreitung im inhomogenen metallischen Leiter zugrunde, wie sie sich auf Grund der Maxwellschen Gleichungen ergeben. Es handelt sich in den meisten Fällen um recht verwickelte Aufgaben, und so ist denn die Berechnung der resultierenden Leitfähigkeit eines Aggregates aus den Leitfähigkeiten seiner Komponenten, wofür man von planparallel geschichteten Medien und von Problemen, die als zweidimensional behandelt werden können, absieht, wohl noch für keinen einzigen realen Fall exakt durchgeführt worden. Indessen liegen einige exakte Lösungen für wichtige Grenzfälle vor, die schnell aufgezählt sind.

Als erster hat bereits Maxwell den Fall behandelt, in dem Kugeln, deren Abstand voneinander sehr groß gegenüber ihrem Radius ist, in einem Medium anderer spezifischer Leitfähigkeit regellos eingebettet sind*). Für den Fall, daß statt der kleinen Kügelchen kleine dreiaxige Ellipsoide unregelmäßig eingesprengt sind, gibt Burger Näherungsformeln**). Interessant sind hier besonders die Fälle, in denen ein oder zwei Achsen sehr klein gegenüber den verbleibenden werden, so daß also die Einbettungen die Form von dünnen Blättchen oder von Nadeln annehmen. In allen erwähnten Fällen haben wir es mit Rücksicht auf die regellose Verteilung der eingelagerten Partikel mit isotropen Körpern zu tun. Den Fall eines anisotropen Aggregates behandelt auch bereits Maxwell***). In eine Muttersubstanz sind rechtwinklige Parallelepipeta, deren Kanten a , b , c die Bedingungen $a \ll b \ll c$ erfüllen, eingebettet. Sie sind derart systematisch verteilt, daß drei senkrecht aufeinanderstehende Achsensysteme entstehen, wobei jede Achse von der ihr benachbarten den Abstand $a + \lambda a$, $b + \lambda b$, $c + \lambda c$ besitzt. Man erhält dann in den drei Achsenrichtungen drei ausgezeichnete Leitfähigkeiten.

Soweit liegen exakte Berechnungen vor, die streng zwar nur für verschwindend kleine Gesamtvolumina der Einbettungen Gültigkeit besitzen, die aber doch für endliche Volumina noch gute Annäherungen liefern dürften. Wie man praktisch bei anders zusammengesetzten Aggregaten vorzugehen hat, hat auch schon Maxwell vorgezeichnet. Der von ihm gewiesene Weg ist dann von verschiedenen Forschern, insbesondere von Lichteneker, beschritten worden†). Man kann hiernach immer zwei Schrankenwerte erhalten, zwischen denen der richtige Wert liegen muß. Sein Verfahren hat beispielsweise Anwendung gefunden auf den

*) J. Cl. Maxwell: Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Deutsch von B. Weinstein. Berlin 1883. S. 456f.

) H. C. Burger: Das Leitvermögen verdünnter mischkristallfreier Legierungen. Phys. Zeitschr. **20, 73—75, 1919, Nr. 4; **22**, 28—29, 1921, Nr. 1.

***) J. Cl. Maxwell: l. c. S. 464.

†) K. Lichteneker: Der elektrische Leitungswiderstand künstlicher und natürlicher Aggregate. Phys. Zeitschr. **25**, 169—181, 1924, Nr. 8; 193—204, Nr. 9; 225—233, Nr. 10.

Fall, daß Würfel in kubischer Packung in eine Muttersubstanz derart eingelagert sind, daß ihre Begrenzungsflächen parallel in konstantem Abstand voneinander verlaufen.

Man erkennt aus allen auf diese Fälle bezüglichen Gleichungen*), daß die Beziehungen zwischen der Leitfähigkeit eines Aggregates und dessen Bestimmungsstücken nicht einfach ist. Sie liefern aber den analytischen Beleg für die Erkenntnis, daß sechs Faktoren auf die Gesamtleitfähigkeit von Einfluß sind, nämlich erstens das Widerstandsverhältnis der Bestandteile, zweitens die Raumteile der Bestandteile, drittens die „Gleichberechtigung“ oder „Nichtgleichberechtigung“ der Komponenten, viertens die Gestalt der Bausteine, fünftens die Anordnung der Bausteine im Raume und sechstens die Orientierung der Bausteine gegen die Stromrichtung. Hier ist unter Gleichberechtigung und Nichtgleichberechtigung verstanden, daß die Bestandteile zusammenhängend oder in mehrere, voneinander getrennte Stücke gespalten eingebettet sein können.

Die Kenntnis dieser sechs Faktoren ist von der größten Bedeutung für die Ermittlung der Leitfähigkeit eines Aggregates. Welche Rolle jeder einzelne Faktor hierbei spielt, das soll anderen Orts ausführlich und zusammenhängend auseinandergesetzt werden*).

Berlin, im November 1934.

Eine transportable Zählrohrapparatur und ihre Anwendung im Gelände

Von **G. A. Suckstorff**, Göttingen — (Mit 5 Abbildungen)

Es wird eine transportable Zählrohrapparatur beschrieben, die bei einem Gewicht von 30 bis 36 kg einen ununterbrochenen Betrieb von 10 Stunden gestattet. Durch Vermessung eines radioaktiven Profils wird die Brauchbarkeit der Apparatur im Gelände gezeigt.

Ein Geiger-Müllersches Zählrohr hat bei Messungen der Höhenstrahlung wie auch bei radioaktiven Bodenuntersuchungen gegenüber Ionisationskammern den Vorteil der Richtungsabhängigkeit **). Da aber die zum Betrieb eines Zählrohres notwendige Hochspannung von 1800 bis 2000 Volt meist aus Anodenbatterien entnommen werden muß, ist seine Verwendung bei Messungen im Gelände wegen des großen Gewichtes der Hochspannungsbatterie praktisch unmöglich. Die übrigen Bestandteile der Apparatur (Verstärker mit Batterien, Zählwerk und Kontrollinstrumente) sind jedoch unschwer transportabel zu gestalten, so daß nur der Bau eines genügend leichten Hochspannungsgenerators notwendig war, um Geländemessungen durchführen zu können.

*) Vgl. hierüber „Unterlagen der geoelektrischen Aufschließungsmethoden“. Erscheint demnächst in Beitr. z. angew. Geophysik.

**) Berliner Berichte 5, 91, 1062 (1931).

Der einfachste Weg dazu schien, aus Akkumulatoren mit Hilfe von geeigneten Unterbrechern, zerhackten Gleichstrom zu erzeugen, der auf die erforderliche Spannung zu transformieren und gleichzurichten war. In dieser Richtung durchgeführte Versuche scheiterten an dem ungleichmäßigen Arbeiten der verwendeten Unterbrecher (Pendel-, Stimmgabel- und rotierender Unterbrecher), da für Zählrohrmessungen die Konstanz der Hochspannung auf $\frac{1}{2}$ bis 1% gesichert sein muß. Um außerdem gleichzeitig eine eigene Batterie für den Hochspannungsgenerator zu sparen, wurde ein Röhrengenerator gebaut, dessen Anodenspannung aus den ohnehin notwendigen Batterien des Verstärkers entnommen werden konnte, wobei eine Beeinflussung des Verstärkers durch den Generator durch passende Wahl der Gittervorspannungen verhindert werden konnte.

Die praktische Ausführung des Generators zeigt die Schaltskizze Fig. 1.

Als Schwingröhre wurde eine RE 134 in Dreipunktschaltung gewählt, da diese Schaltung die Benutzung eines handelsüblichen Gegentakttransformators

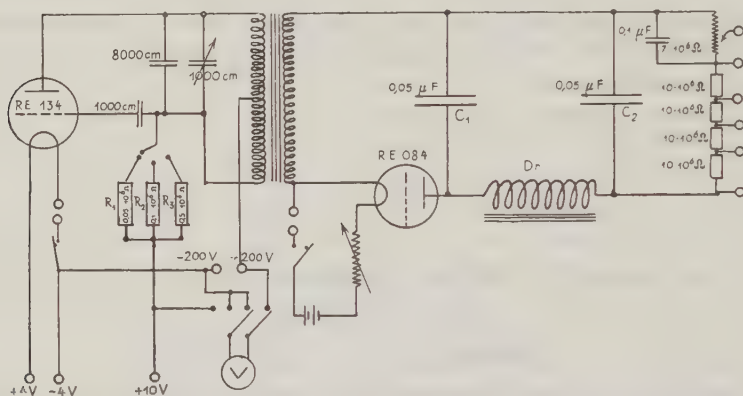


Fig. 1. Schaltskizze des Röhrengenerators zur Erzeugung der Hochspannung

als Schwingspule und zugleich als Hochspannungstransformator gestattet. Durch diese Wahl war die Wechsel Frequenz bereits auf etwa 1000/sec festgelegt. Als Schwingungskondensator diente ein Wickelkondensator von 8000 cm, die Feinabstimmung erfolgte mit einem parallelgeschalteten Drehkondensator von 1000 cm. Die wahlweise Einschaltung verschieden hoher Ableitwiderstände R_1 , R_2 , R_3 gestattet die Anpassung der Schwingleistung an die Belastung des Hochspannungskreises. Bei einem Übersetzungsverhältnis des benutzten Transformators von 1:6 beträgt durch die Dreipunktschaltung die Übersetzung der erzeugten Wechselspannung 1:12, so daß bei einer Anodenspannung von 200 Volt eine Hochspannung von 2400 Volt entnommen werden kann. Die so transformierte Wechselspannung wird nun in Einweggleichrichtung durch eine RE 084, die sich für diese Spannungen als vollkommen durchschlagsfest erwies, gleichgerichtet und durch die Drossel D_r und die Kondensatoren C_1 , C_2 , C_3 geglättet. Ein Spannungs-

teiler von insgesamt $47 \cdot 10^6$ Ohm gestattet eine gleichmäßige Variation der Spannung von 500 bis 2400 Volt. Da bei einem Geiger-Müllerschen Zählrohr eine Strombelastung der Hochspannungsquelle praktisch nicht besteht, konnte der Widerstand der Spannungsteiler so hoch gewählt werden. Bei einer Spannung von 2000 Volt beträgt dann die Leistung der Hochspannungsseite ohne weitere äußere Widerstände 0.05 Watt. Der Anodenstrom der Schwingröhre betrug bei 200 Volt Anodenspannung und bei einem Gitterableitwiderstand $R = 0.5$ Megohm $2 \cdot 10^{-3}$ Amp., woraus sich eine Anodenbelastung von 0.4 Watt ergibt. Diese geringe Anodenbelastung hat einmal den Vorteil, daß bei einem Kurzschluß des Hochspannungskreises die Schwingungen sofort abreißen und damit die Spannung zusammenbricht. Außerdem wird durch die geringe Anodenenergie die Anoden-

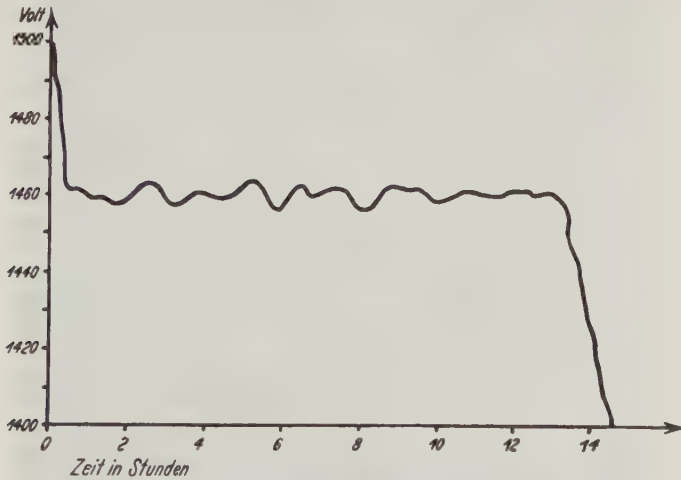


Fig. 2. Verlauf der Hochspannung im Röhrengenerator bei normaler Betriebsbelastung

batterie nur wenig belastet, wodurch ein Absinken der Anodenspannung und damit der Hochspannung verhindert wird. Nur in der ersten halben Betriebsstunde fällt die Spannung zunächst noch langsam ab, wie die Kurve 2 zeigt, die die Auswertung einer photographischen Spannungsregistrierung ist. Nach dieser ersten halben Stunde ist die Spannung bis auf 10 Volt konstant, was auch bei einer ungünstigen Charakteristik des benutzten Zählrohres (kleiner Bereich, in dem die Stoßzahl von der angelegten Spannung unabhängig ist) ausreicht. Nach 14 Stunden fällt nach der Registrierung die Hochspannung sehr rasch ab, und zwar wegen Erschöpfung der Trockenbatterie, mit der die Gleichrichterröhre geheizt wird. Die Hochspannung ist von der Heizung der Gleichrichterröhre in weiten Grenzen unabhängig, weil der innere Röhrenwiderstand gegenüber dem Widerstand des Spannungsteilers nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Praktische Ausführung. Die gesamte Apparatur besteht aus dem Hochspannungsgenerator (Fig. 3), den Verstärkerkästen mit Zählwerk und Kontroll-

instrumenten und zwei Anodenbatterien. Das Zählrohr selbst ist auf der Rückseite des Verstärkerkastens in einer Schutzhülse drehbar angeordnet. Ebenso ist ein kleiner Akkumulator von 14 Amperestunden im Verstärkerkasten eingebaut. Das Gesamtgewicht der Apparatur mit Batterien beträgt 36 kg.

Im Hochspannungsgenerator wurde als Schwingspule und gleichzeitig als Hochspannungstransformator ein normaler Gegentakttransformator benutzt. Er ist in Fig. 3 im Vordergrund rechts zu erkennen. Dahinter ist die Drossel *Dr* montiert. Drossel und Transformator wurden durch einstündiges Kochen in

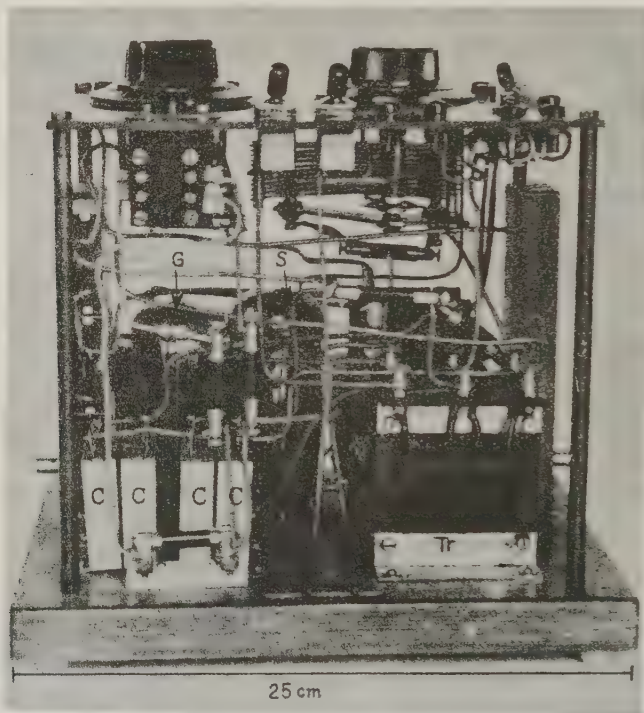


Fig. 3. Der Röhrengenerator

Tr Hochspannungstransformator, *C* Blockkondensatoren, *S* Schwingröhre, *G* Gleichrichterröhre

Paraffin durchschlagsfest gemacht. Im Vordergrund links sind die Beruhigungskondensatoren befestigt. Es wurden normale Blockkondensatoren mit Mittelanzapfung von 0.1 MF benutzt, die auf 800 Volt Betriebsspannung geprüft waren. Bei Hintereinanderschaltung je zweier solcher Kondensatoren betrug die Belastung jedes Elementes also bei 2000 Volt Betriebsspannung $\frac{1}{4} \cdot 2000 = 500$ Volt. Hinter den Kondensatoren ist die Schwing- und die Gleichrichterröhre zu erkennen. Die Trockenbatterie zur Heizung der Gleichrichterröhre ist noch hinter den Röhren eingebaut. Auf der Montageplatte ist links der Wechselschalter für die

Gitterableitwiderstände zu sehen, dahinter (teilweise verdeckt) das Potentiometer zur Spannungsregulierung, rechts der Drehkondensator des Schwingungskreises. Die Schalter in der Mitte gestatten die Einschaltung der Schwing- und Gleichrichterröhre, der Wechselschalter rechts erlaubt die Kontrolle der Gitter- und Anodenspannung. Die Fig. 4 zeigt den Kasten für den Verstärker und die Hilfsinstrumente im aufgeklappten Zustand. An der Innenwand des Deckels ist ein elektrostatisches Voltmeter zur Kontrolle der Hochspannung befestigt. Als Zähl-

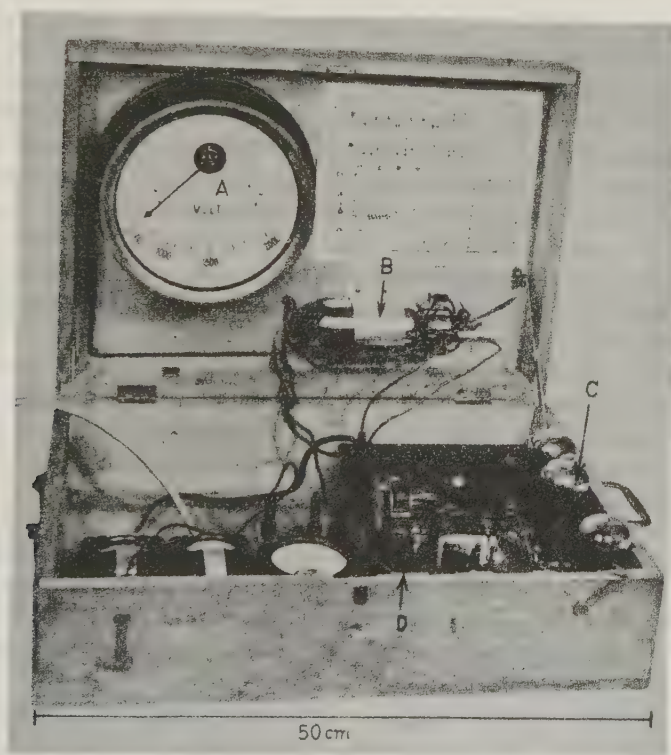


Fig. 4. Der Verstärkerkasten

A Hochspannungsvoltmeter, *B* temperaturgeschützter Ableitwiderstand, *C* Verstärker, *D* Zählwerk

rohrableitwiderstand wurde ein Alkohol-Xylolwiderstand mit eingeschmolzenen Platinelektroden gewählt. Um die Temperaturabhängigkeit dieses Widerstandes unschädlich zu machen, wurde er zusammen mit dem Ankopplungskondensator zwischen Zählrohr und Verstärker in eine Dewarsche Flasche eingebaut, die rechts unter dem Hochspannungsvoltmeter zu sehen ist. Die Flasche selbst kann für tiefe Außentemperaturen elektrisch geheizt werden, so daß im Innern stets eine konstante Temperatur von 20° herrscht. Der Verstärker (vorn rechts) ist als normaler Widerstandsverstärker gebaut, wobei als Endröhre eine RE 134

benutzt wurde. Im Vordergrund rechts ist das Zählwerk zu erkennen, das folgendermaßen konstruiert ist. Der durch Abschleifen verkleinerte Anker eines älteren Schmetterlingrelais wurde durch eine dünne Stahlachse verlängert, die in die Unruhe einer Uhr eingreift. Die Unruhefeder wurde natürlich entfernt. Bei einem Stromstoß wird dann die Unruhe einmal hin und her bewegt, wodurch der Uhrzeiger weitergedreht wird. Das Relais wirkt also nur auslösend, die eigentliche Arbeit wird von der Feder des Uhrwerks bewirkt. Daher genügt eine Stromstärke von 5.10 Amp. auch bei rascher Stoßfolge zum einwandfreien Arbeiten des Zählwerkes. Die Benutzung einer dreifachen Verstärkung gestattet dann, die Ankopplungskondensatoren und Ableitwiderstände des Verstärkers klein zu machen, so daß die zeitliche Auflösung der einzelnen Zählrohrstöße sehr gut ist. Die maximale Arbeitsgeschwindigkeit des Zählwerkes mit Verstärker wurde unter normalen Betriebsbedingungen durch Bestrahlung eines Zählrohres mit einem Radiumpräparat bestimmt, indem in verschiedenen Präparatentfernungen die Stoßzahlen einmal mit dem Zählrohr gezählt und unter gleichen Bedingungen die Zählrohrstöße durch ein Elektrometer photographisch registriert wurden. Bis rund 12 Stöße/sec herrschte Übereinstimmung zwischen photographischer und mechanischer Registrierung, bei noch höheren Stoßzahlen blieb dann die mechanische hinter der photographischen zurück, und zwar betrug der Fehler bis 18 Stöße/sec rund 30%. Bei dieser Gelegenheit sei darauf hingewiesen, daß eine Prüfung des Zählwerkes allein z. B. durch einen rotierenden Unterbrecher zwecklos ist. Das benutzte Zählwerk zählte bei Anschluß an einen rotierenden Unterbrecher bis zu 50 Stößen/sec richtig, bei Anschluß an das Zählrohr aber nur bis zu 12 Stößen/sec. Maßgebend ist eben weniger das Zählwerk selbst als die Abklingungsseiten der Widerstände und Kondensatoren am Zählrohr und im Verstärker.

Im Verstärkerkasten ist außerdem noch ein Kontrollinstrument für den Anodenstrom der Endröhre (mit dem die Einsatzspannung des Zählrohres bestimmt wird), ein Amperemeter zur Regulierung der Heizung der Dewarschen Flasche und ein drittes Instrument zur Kontrolle der Heizung der Schwing- und Gleichrichterröhre eingebaut.

Das Zählrohr selbst ist nach den bekannten Vorschriften gebaut und um jedes Undichtwerden bei Transporten zu vermeiden, in Glas eingeschmolzen. Ein kleiner Akkumulator von 14 Amperestunden, der sowohl die Verstärkerwie die Schwingröhre und die Dewarsche Flasche heizt, gestattet bei einem Stromverbrauch von 1.2 Amp. einen ununterbrochenen Betrieb von 10 Stunden. Er wird beim Transport im Verstärkerkasten befestigt.

Prüfung im Gelände. Zur Prüfung der Apparatur im Gelände wurde ein Profil über eine Verwerfung in der Nähe von Göttingen vermessen, die schon vorher durch Emanationsmessungen von Patrizio*) untersucht worden war. Nach diesen Untersuchungen hatte sich die Bodenluft in der Verwerfungsspalte als sehr viel reicher an Emanation ergeben als die Bodenluft in dem umgebenden

*) Abh. d. Pr. Geol. Landesanstalt. Neue Folge, Heft 116.

Gestein, wohl weil die Durchlässigkeit des Gesteins in der Verwerfung selbst größer ist als in dem umgebenden Gestein, und infolgedessen die Emanation in der Verwerfung leichter aus größeren Tiefen aufsteigen konnte als in der Umgebung. Dieser höhere Emanationsgehalt der Bodenluft mußte sich auch an der Oberfläche bei Messungen mit Zählrohren, wenn auch stark abgeschwächt, bemerkbar machen. Da das benutzte Zählrohr im Mittel über freiem Boden 180 Stöße/min zeigte, genügte eine Meßdauer von 10 Minuten für jeden Ort, um die jeweilige Intensität mit einer Genauigkeit von $\pm 2.5\%$ zu messen. Das Profil von 50 m Länge wurde von 5 zu 5 m untersucht. Jeder Meßpunkt wurde dreimal je 10 Minuten gemessen, und zwar zu verschiedenen Tageszeiten, um einen eventuellen täglichen Gang in der Erdstrahlung zu eliminieren. Das Ergebnis zeigt die Fig. 5. Die Kurve stellt die Abhängigkeit der Intensität der Erdstrahlung vom Aufstellungsort dar.

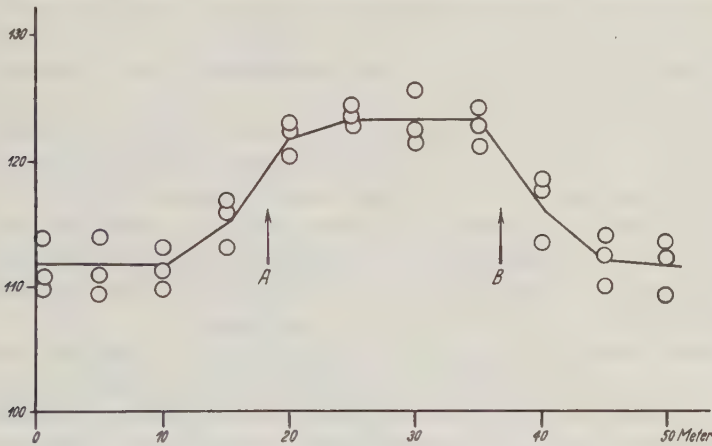


Fig. 5. Radioaktives Profil über einer Verwerfung. Mit einem Zählrohr vermessen

Es zeigt sich dabei ein plötzlicher Sprung der Intensitätskurve bei A. Ebenso plötzlich fällt die Intensität wieder bei B. Die Größe der Intensitätssteigerung übersteigt mit rund 10 Stößen/min den statistischen Fehler um das Vierfache, den tatsächlichen Fehler der Einzelwerte um das Dreifache. Der Einsatz der plötzlichen Intensitätssteigerung deckt sich mit einem plötzlichen Anfall des Geländes, an dem der eine Rand der Verwerfung liegen muß. Der andere Rand, der in der Intensitätskurve durch den deutlichen Abfall der Intensität zu erkennen ist, ist im Gelände nicht so deutlich festzustellen. Die Breite des gesamten Gebietes der erhöhten Strahlung von rund 15 m deckt sich aber sowohl mit den Messungen von Praticio, wie man auch ohne Zwang eine solche Breite des Einflußgebietes der radioaktiven Bodenluft im Bereich der Verwerfung annehmen kann.

Die Mittel zum Bau der Apparatur und zur Durchführung der Messungen stellte das Geophysikalische Institut zur Verfügung.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, September 1934.

Eichung von Schallempfängern (Undographen und Membranapparate)

Von H. Dobberstein, Göttingen. — (Mit 4 Abbildungen)

Es werden zwei Methoden zur Eichung von Schallempfängern für den Frequenzbereich von 1 bis 50 Hertz beschrieben und mit ihnen Resonanzkurven von Membranapparaten und Undographen aufgenommen und so die verschiedenen Apparatetypen miteinander verglichen. An Hand einer gleichzeitigen Fernschallaufzeichnung von Membranapparat und Undograph kann gezeigt werden, daß die Schallkurven beider Apparate mittels ihrer Resonanzkurven in Übereinstimmung zu bringen sind.

Bei den künstlichen Sprengungen zur Erforschung der oberen Atmosphäre mittels Schallwellen wurden die Schallempfänger (vornehmlich der Membranapparat von Wiechert und der Undograph von Kühl) bislang nur dazu benutzt, die Schalleinsätze zu registrieren, um damit die Laufzeit zu bekommen. Im übrigen begnügte man sich mit der allgemeinen Feststellung, daß bei Fernschall hauptsächlich Frequenzen um 5 Hertz herum auftreten. Man wird künftig, wie die Erfahrungen bei den Schallsprengungen im Polargebiet zeigten, nicht nur den Einsatz, sondern auch das ganze Schwingungsbild benutzen müssen, um die Schallphänomene der Atmosphäre weiter zu klären. So macht z. B. K. Wölken*) auf einen Unterschied in den Wellenformen bei Sprengungen im Sommer und im Winter aufmerksam. Damit ergibt sich die Frage, wie weit es möglich ist, aus den Aufzeichnungen der verschiedenen Apparatetypen auf die wirklich einfallenden Wellenformen und Druckschwankungen zu schließen.

Um eine Schallkurve genauer analysieren zu können, muß man die Wiedergabetreue, d. h. die Resonanzkurve des betreffenden Schallempfängers kennen. Es genügt aber nicht, die für die theoretischen Kurven nötigen Konstanten, wie Eigenfrequenz, Dämpfung und Empfindlichkeit zu bestimmen, sondern man muß die experimentelle Resonanzkurve zugrundelegen.

Theoretisch sind die Verhältnisse eingehend von O. Meisser**) und B. Gutenberg***) behandelt worden. Sie erhalten die bekannten theoretischen Resonanzkurven.

Zur Gewinnung experimenteller Resonanzkurven muß man mit dem zu untersuchenden Schallempfänger sinusförmige Druckwellen konstanter Amplitude und variabler Frequenz aufnehmen†).

*) K. Wölken, Schalluntersuchungen im Polargebiet. Zeitschr. f. Geophys. **10**, 222 (1934).

**) O. Meisser, Die theoretischen Grundlagen der Schallregistrierapparate. I. Als Manuskript gedruckt. Reichsanstalt für Erdbenenforschung, Jena 1929.

***) B. Gutenberg, Gerlands Beitr. z. Geophysik **26**, 34 (1930).

†) Schon früher sind von Prof. Kühl am Meteorologischen Institut in Potsdam und unter Wiechert am Geophysikalischen Institut Göttingen Untersuchungen in dieser Richtung angestellt worden. Doch ist darüber, soweit mir bekannt, nichts veröffentlicht worden. Für die im folgenden beschriebene erste Methode wurden Teile der alten Göttinger Apparatur von mir benutzt.

Diese Druckwellen wurden nach folgenden Methoden erhalten: In einem Raum des Geophysikalischen Instituts Göttingen (Inhalt etwa 56 cbm) wurde in einer Wand eine kreisrunde Öffnung angebracht, in der ein leicht beweglicher Kolben, eine Platte von 80 cm Durchmesser, ähnlich dem einer Dampfmaschine, durch einen Exzenter (Hub 0.5 cm) von einem Elektromotor angetrieben sinusförmig hin und her geht und so die Luft des Raumes periodisch zusammendrückt und wieder ausdehnt. Die so erzeugte adiabatische Druckschwankung im Raum beträgt etwa $7 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. In dem Raum werden die zu untersuchenden Schallapparate aufgestellt und mit dem Kolben ein Frequenzbereich von etwa 1 bis 20 Hertz durchlaufen. Der Vorteil dieser Methode ist der unmittelbare Vergleich verschiedener Apparatetypen, da sie den gleichen Druckschwankungen

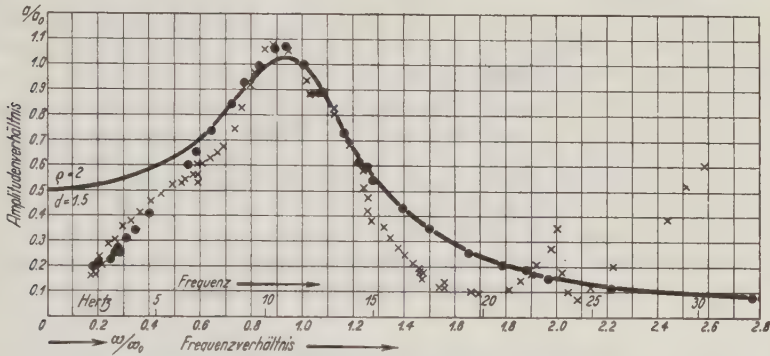


Fig. 1. Resonanzkurven des Undographen U 28

$f_0 = 11.7$ Hertz . . . Innenanregung, $2a_0 = 27.5$ mm; $\times \times \times$ Außenanregung, $2a_0 = 19.8$ mm
Die theoretische Kurve für eine Resonanzüberhöhung $Q = 2$ ist ausgezogen

ausgesetzt werden. Sie ist aber nur bei niedrigen Frequenzen brauchbar, da sich schon von etwa 15 Hertz ab die Eigenschwingungen des Luftraumes störend bemerkbar machen.

Bei einer zweiten Methode wird ein kleiner Kolben von nur 0.6 cm Durchmesser benutzt, der durch einen verstellbaren Exzenter mit der Achse eines kleinen Elektromotors gekuppelt ist. Vom Zylinder des Kolbens führt ein kurzer Gummischlauch zu den Schallempfängern: beim Undographen zu dem abgeschlossenen Luftvolumen von rund 78 cdm des Registrierkastens; beim Membranapparat zu dem Rohransatz eines Deckels, der an Stelle des Trichters aufgeschraubt wird.

Untersucht wurden nach diesen Methoden verschiedene Typen von Membranapparaten von Wiechert und Kühlsche Undographen.

Für den Undographen geben beide Methoden, wie die Fig. 1 zeigt, bis 15 Hertz recht übereinstimmende Kurven. Die Meßpunkte sind des besseren Vergleichs wegen in dimensionslosem Maß eingetragen. Die Eigenfrequenz des untersuchten Undographen Nr. 28 liegt bei 11.7 Hertz, die zugehörige Doppelamplitude $2a_0$ war bei der benutzten Außenanregung 19.8, bei der Innenanregung 27.5 mm.

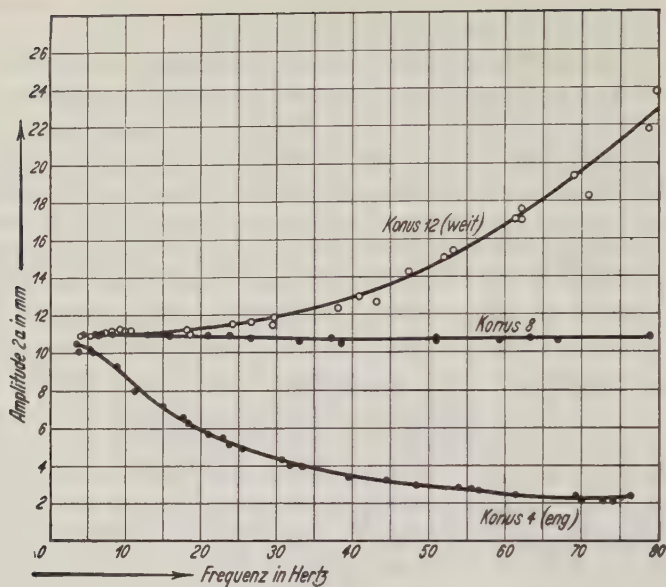


Fig. 2. Resonanzkurven des Membranapparates Nr. 2
in Abhängigkeit von der Konusstellung

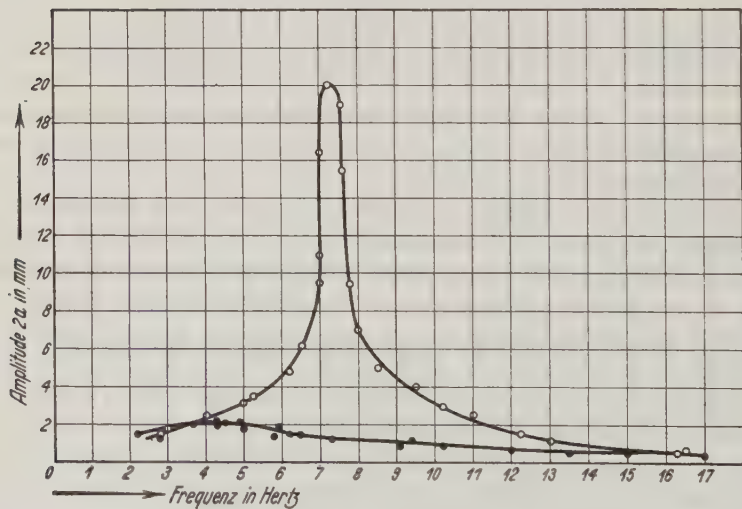


Fig. 3. Resonanzkurve des in Ruß schreibenden Membranapparates

1 mm Ausschlag $\sim 3.5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg $\sim 5 \mu$ Membrandurchbiegung
 ○ ○ ○ ohne Dämpfung, ● ● ● Paraffinöldämpfung

Die ausgezogene Resonanzkurve ist die theoretisch berechnete für eine Resonanzüberhöhung $q = 2$, entsprechend einem logarithmischen Dämpfungsdekrement 1.57. Sie stimmt von etwa 7 Hertz ab sehr gut mit den durch Innenanregung gewonnenen Punkten überein (. . .). Ab 15 Hertz zeigen die durch Außenanregung mit dem großen Kolben erhaltenen Punkte ($\times \times \times$) einen stärkeren Abfall, geben aber bei 23 Hertz ein neues Maximum, das eine Eigenschwingung des Raumes sein muß, da die Membranapparate es dort auch geben. Die Meßpunkte unterhalb 7 Hertz weichen immer stärker von der theoretischen Kurve ab, weil bei langsamen Schwingungen die Luft Zeit genug hat, den Druckunterschied zwischen Innen und Außen an dem Glimmerflügel vorbei auszugleichen. Andere von mir untersuchte Undographen zeigen dasselbe, da sich der Spalt zwischen dem Glimmerflügel und der festen Wand aus praktischen Gründen nicht schmaler machen läßt.

Fig. 2 zeigt Resonanzkurven eines *Membranapparates* in Abhängigkeit von verschiedenen Stellungen des Dämpfungskonus, angeregt durch den kleinen Kolben. Bei der Konusstellung 4 haben wir schon von 3 Hertz ab abnehmende Empfindlichkeit. Mit der Stellung 8 haben wir (zufällig) gleichbleibende Empfindlichkeit bis 80 Hertz. Bei der Konusstellung 12 und darüber ist die Empfindlichkeit nur bis 20 bis 25 Hertz gleichbleibend, dann steigt sie an bis zur Resonanzstelle der Membran, die bei dieser Aufnahme über 100 Hertz lag. Ein Membranapparat hat also in dem für den Fernschall in Frage kommenden Frequenzbereich konstante Vergrößerung und zeichnet ihn also naturgetreu auf; man muß nur dafür sorgen, daß die Eigenschwingung des Apparates genügend gedämpft und der Schallaufzeichnung nicht überlagert ist.

Fig. 3 gibt die Resonanzkurven des *in Ruß schreibenden Membranapparates* wieder, angeregt durch den großen Kolben, mit und ohne Paraffinöldämpfung. Auch hier ist die Vergrößerung bei Öldämpfung ziemlich konstant, aber sehr gering.

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Empfindlichkeiten der verschiedenen Empfängertypen. Danach zeigen die Undographen in dem Fernschallfrequenzgebiet eine größere Empfindlichkeit als die Membranapparate, aber sie ist stark frequenzabhängig, während das bei den Membranapparaten nicht der Fall ist.

Empfindlichkeit der Schallempfänger

1 mm Ausschlag bei 1 m Registrierentfernung entspricht einer Druckänderung von:

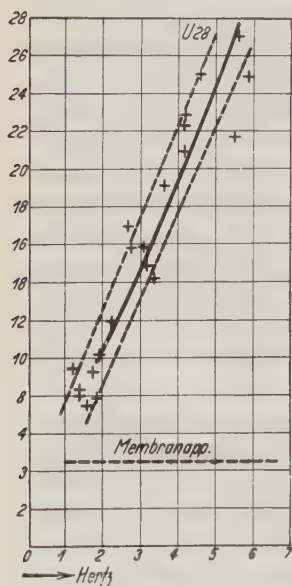
Membranapparat: $0.5 \text{ bis } 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ mm Hg}$ bei 1 bis 25 Hertz (je nach Lage der Eigenfrequenz und der mechanischen Vergrößerung)

<i>Undograph</i> 28:	$1 \cdot 10^{-3} \text{ mm Hg}$	3.5 Hertz
	0.5	8
	0.3	10

Rußschreiber: $3.5 \cdot 10^{-3} \text{ mm Hg}$ 4 bis 6 Hertz.

Als Anwendung dieser Ergebnisse wurde die von O. Meisser und H. Martin in der Zeitschr. f. Geophysik **10**, 158 (1934) angegebene Vergleichsaufnahme

von Membranapparat und Undograph (dritte Sprengung in Oldebroek) ausgewertet (Fig. 4), um zu sehen, ob die aus diesen Aufnahmen ableitbare Resonanzkurve des benutzten Undographen *U 15/S 14 b* mit der aus meinen Messungen erhaltenen in Einklang zu bringen ist. Die Schwingungen vom Membranapparat und vom Undographen wurden einzeln ausgemessen und ergaben 21 Wertepaare. Die aufgetragenen Frequenzen von 1.5 bis 6 Hertz stimmen bei beiden Apparaten recht gut überein. Da nun ein Membranapparat nach meinen Messungen in diesem Frequenzbereich konstante Vergrößerung hat, die Amplituden auf dem Film aber schwanken, so wurden alle Amplituden des Undographen auf eine konstante



Vergleich von Membranapparat und Undograph auf Grund einer Sprengaufzeichnung. Die Undographen-amplituden sind auf konstante Amplitude des Membranapparates reduziert. — Zum Vergleich ist die Resonanzkurve des Undographen *U28* eingezeichnet

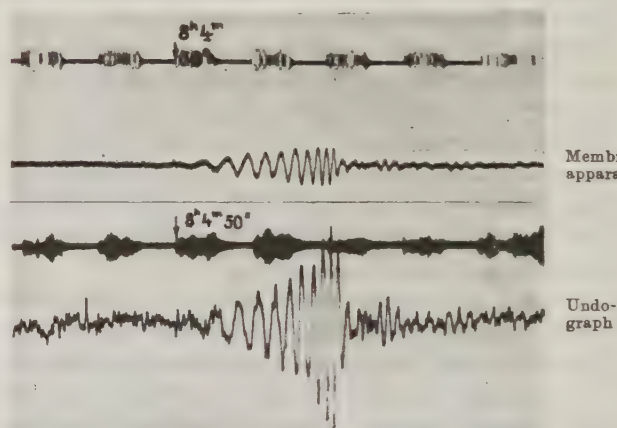


Fig. 4

Amplitude $2a = 4.5 \text{ mm}$ des Membranapparates umgerechnet, mit anderen Worten, es wurde das Verhältnis der entsprechenden Amplituden von beiden Apparaten gebildet und in die Figur eingetragen. Die Filme standen mir nur in ihrer Reproduktion zur Verfügung, deshalb ist der Ablesefehlerbereich verhältnismäßig groß. Er ist in der Figur durch die dünn gestrichelten Linien angedeutet. Dann liegen aber auch fast alle Punkte in diesem Bereich. Zum Vergleich ist das entsprechende Stück der experimentellen Resonanzkurve des Undographen 28 eingezeichnet (es mußte mit dem Faktor 2 multipliziert werden, um in den Empfindlichkeitsbereich des Jenaer Undographen zu kommen). Wie man sieht, ist die Übereinstimmung überraschend gut.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, September 1934.

Referate und Mitteilungen

C. Dorno: Das Klima von Agra (Tessin). Eine dritte und letzte meteorologisch-physikalisch-physiologische Studie. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G., 1934. 4^o. 56 S. Preis RM 5.—.

Das vorliegende Werk ist der Abschluß einer Reihe von Arbeiten (Studie über Licht und Luft im Hochgebirge 1909, Grundzüge des Klimas von Muottas Muraigle 1927, Das Klima von Assuan 1932), in denen neben der rein klimatischen Auswertung auch eine ausführliche bioklimatische Bearbeitung vorgenommen wurde.

Das Sanatorium Agra, an dem die klimatologischen Daten gewonnen wurden (zum Teil von den Patienten selbst), liegt am Südrhang des Collina d'oro, 290 m über Lugano in 565 m Seehöhe. Es wurde 1914 für solche Kranken geschaffen, die das anstrengendere Hochgebirgsklima von Davos nicht vertrugen. Das benutzte Material stammt aus den Jahren 1915 bis 1932 und umfaßt neben den regelmäßigen Terminbeobachtungen umfangreiche Strahlungsmessungen sowie luftelektrische Untersuchungen, die 1922/23 von Süring und später von Löwe ausgeführt wurden (Meteorol. Zeitschr. 41, 325, 1924). Diese Strahlungsmessungen wurden dann von 1924 an mit dem Schwarzkugelthermometer, dem Dornoschen Frigorimeter und dem Graukeilphotometer fortgesetzt. Hinzu kommen Verdunstungsmessungen. Die durch den mehrfachen Wechsel der Beobachter notwendige kritische Beurteilung des Materials machte die Bearbeitung sehr mühsam, da unter anderem die Nachrechnung sämtlicher Tabellen notwendig erschien. In insgesamt 40 Tabellen sind die klimatologischen und bioklimatologischen Faktoren am Schluß der Arbeit zusammengestellt.

Dabei ergibt sich, daß das Klima von Agra im Vergleich zu dem anderer ähnlicher Kurorte außergewöhnlich günstig ist. Mit 2231 Stunden besitzt es die längste Sonnenscheindauer von ganz Mitteleuropa. Dazu kommt eine große Intensität der Sonnenstrahlung, die von September bis März einer Höhenlage von 1400 m, in den übrigen Monaten einer staubfreien Lage von 500 m entspricht. Sein mildes Klima tritt besonders im Vergleich zu dem nur 300 m tiefer gelegenen Lugano hervor. Bei gleicher Mitteltemperatur beider Orte ist die Mittagstemperatur von Lugano um 2,5°, die tägliche Schwankung um 2,8° höher als die von Agra. Die im Winter im Tal liegende ausgekühlte Luft reicht nicht bis Agra hinauf, was sich auch im jährlichen Barometergang bemerkbar macht. Dadurch wird die Zahl der Frosttage auf 30,3 herabgedrückt, während Lugano 52,7 aufweist! Ebenso günstige Verhältnisse zeigen die Windschätzungen. Die geringe mittlere Windgeschwindigkeit von Agra (1,5 m/sec) wird nicht durch zahlreiche Kalmen hervorgerufen, sondern durch eine glückliche Kombination von Berg- und Tal- sowie Land- und Seewinden. Psychologisch kommt hinzu, daß die Niederschläge im Sommer bei meist recht großer Intensität nur kurzdauernd sind. So weist das Sommermonatsmittel 9 Regentage auf (Niederschlag größer als 0,3 mm), von denen aber 7,9 Tage eine Sonnenscheindauer von 1 Stunde und mehr besitzen.

Ausführlich wird dann auf die Abkühlungs- und Austrocknungsgröße eingegangen. Im letzten Teil der Arbeit wird dann speziell die Wirkung dieser Größen auf den Menschen, besonders auf seine Atemorgane Lunge und Haut untersucht, deren Aufnahme und Abgabe von Wasser und Wärme messend verfolgt wird.

G. A. Suckstorff.

Dr. **Fritz Heide**: Professor der Mineralogie und Petrographie an der Universität Jena.
Kleine Meteoritenkunde. 1. bis 5. Tausend. Mit 92 Abbildungen. 120 Seiten.
Verständliche Wissenschaft. 23. Band. Berlin, Verlag Julius Springer.

Die Aufgabe, einem größeren Leserkreis von naturwissenschaftlich interessierten Laien die Ergebnisse der Meteoritenforschung zugänglich zu machen, ist durch das Büchlein von F. Heide gelöst. Darüber hinaus gibt das Buch eine so gediegene Zusammenstellung der neuen Ergebnisse und neuen Aufgaben der Meteoritenkunde, daß auch der Wissenschaftler dem Verfasser für die geleistete Arbeit zu Dank verpflichtet ist.

Dem ersten dient die Darstellung, die durch die reiche Ausstattung mit Lichtbildern und Zahlentafeln unterstützt, immer lebendig und anschaulich in klarer Problemstellung das Lesen des Buches zu einem Genuß macht. Dem anderen dient die kritische Zusammenstellung unseres Wissens, insbesondere über die Meteoritenkrater und über den Stoffbestand und Mineralbestand der Meteoriten.

Das Buch behandelt in drei Abschnitten die Fallerscheinungen, das Meteoritenmaterial und die Herkunft und Entstehung von Meteoriten. Bemerkenswert ist in allen Abschnitten die Zurückhaltung, die sich F. Heide in der Wiedergabe nicht gesicherter Erkenntnisse auferlegt. Diese Zurückhaltung trägt zwar dazu bei, dem Buche seinen gediegenen Charakter zu geben, sie läßt aber auch einiges vermissen, dem man die kritische Sammlung und Darstellung durch F. Heide gönnen würde. So würde eine Meteoritenkunde, die über den Rahmen hinaus geht, den sich F. Heide durch Eingliederung seines Buches in die Sammlung *Verständliche Wissenschaft* selbst gibt, die Beobachtungen von Fallerscheinungen eingehender deuten, die Rückschlüsse auf Zusammensetzung und physikalisches Verhalten der Atmosphäre zulassen.

Insbesondere die Schallerscheinungen werden bei einer kritischen Sammlung und Deutung zu interessanten Schlüssen führen können, wie z. B. die in dieser Zeitschrift erschienene Arbeit von W. Hartmann, Hannover*) zeigt.

Mit besonderem Nachdruck weist F. Heide darauf hin, daß das zur Deutung aller, insbesondere der Fallerscheinungen nötige Material von Laien gesammelt werden muß; und stellt dem Büchlein die Aufgabe, in weiteren Kreisen Verständnis für diese Erscheinungen und ihre sachgemäße Beobachtung zu wecken.

Diese wichtige Aufgabe kann und wird das Büchlein dann erfüllen, wenn es die Verbreitung in Wissenschaftler- und Laienkreisen erfährt, die es mit Recht verdient.

*) Zeitschr. f. Geophys. 10, 288—296 (1934).

Über Grundeis

Von E. v. Drygalski, München

Die Binnenseen Nordgrönlands werden im Winter schnell und fest von Eisdecken verschlossen. Das Wasser darunter ist dann bewegungslos. In demselben ist keine Schwebeeisbildung beobachtet worden, wohl aber eine Art von Grundeisbildung, die mit der Ausstrahlung des Bodens in Zusammenhang steht und zum Wachstum der Oberflächendecke beitragen kann. Dieses Wachstum nach unten erfolgt unter Druck, der durch die Volumenvermehrungen bei den Eisbildungen unter der Decke entsteht.

In der Arbeit von P. Jakuschoff*) ist die Grundeisbildung in ihren Einzelheiten erörtert und erklärt worden. Dabei tritt die Ansicht hervor, daß es zur Grund- und Schwebeeisbildung vor allem einer genügenden Unterkühlung des Wassers bedarf, in welchem dann die Eisbildung an Kerne ansetzt. Diese können auch am Grunde liegen und werden dann von Grundeis bekleidet. Das Absinken von Oberflächeneis zum Grunde durch Turbulenz wird im wesentlichen abgewiesen, sowie, wenn ich recht sehe, eine Unterkühlung des Grundes selbst infolge von Wärmeausstrahlung, wie es H. Barnes und früher Arago angenommen hatten. Hiergegen wird angeführt, daß die Grundeisbildung nur dann beobachtet würde, wenn durch kalte Winde und Wellengang die Voraussetzungen für eine starke Wasserunterkühlung gegeben seien. Die Flußsohle könne kaum die eigentliche Kältequelle sein, weil eine Ausstrahlung von ihr durch das Wasser nicht möglich sei; denn die Strahlung kalter Körper würde schon durch geringe Wassermengen ganz absorbiert.

Bei diesen Anschauungen dürfte der Einfluß des Bodens und von dessen Ausstrahlung auf die Grundeisbildung zu gering bewertet sein, und andererseits der Einfluß der Unterkühlung des Wassers, der Bildung von Schwebeeis, auch der Bewegungen des Wassers zu hoch. Dieses geht für mich aus Beobachtungen hervor, die ich seinerzeit an den Eisbildungen der grönländischen Binnenseen gemacht habe**), in denen die Ausstrahlung des Bodens bei völligem Mangel an Turbulenz und Bewegung im Wasser in den Vordergrund trat.

Die Tatsachen liegen folgendermaßen, wie nach meiner Darstellung im Grönlandwerk meist wörtlich zitiert sei: Die Eisdecke eines Binnensees enthält viele

*) Zeitschr. f. Geophys. 10, 308 ff. (1934).

**) Grönland-Expedition der Gesellschaft für Erdkunde zu Berlin, Bd. I, S. 411 ff.; Berlin, W. H. Kühl. 1897.

Luftkanäle oder richtiger Reihen von Luftbläschen, welche in überwiegender Zahl senkrecht zur Oberfläche gestellt sind. Sie folgen durch die ganze Dicke des Eises nicht der gleichen Linie, haben aber doch häufig eine Länge von 10 cm und mehr. In jeder Tiefe des Eises, das z. B. auf dem See Tasiusak des Karajak-Nunataks vom 2. November 1892 bis 27. April 1893 von 0.27 bis 1.50 m Dicke anwuchs, ist eine große Menge von solchen Kanälen vorhanden, wobei die einen enden, wenn die anderen daneben beginnen, oder teilweise auch nebeneinander verlaufen. An flachen Stellen des Sees findet man die Kanäle häufig in derselben Tiefe unter der Oberfläche so angeordnet, daß ihre Verlängerung bis zum Grunde die Umrisse von Steinen, die dort liegen, wie einen Mantel umschließen würde, daß sie also diese Umrisse, das sind die Kanten der Steine, in die Eisdecke hinein gewissermaßen projizieren. In Gebieten, wo der Felsboden des Sees in scharfkantig umgrenzte Platten zersprungen ist, sieht man die Sprünge im Eis darüber in derselben Weise markiert, und die Eisdecke so in ein System von niedrigen Säulen zerlegt, die aber nicht durch zusammenhängende Flächen, sondern durch einen mehr oder weniger dichten Mantel paralleler Reihen von Luftbläschen abgeteilt sind. Diese Anordnung der Luftausscheidungen rührt demnach daher, daß die Ausscheidungen am Grunde des Sees eine Zeitlang immer an der gleichen Stelle erfolgen, in derselben Linie emporsteigen und durch die Eisbildung in einer senkrecht zur Oberfläche gerichteten, doch dieselbe selten erreichenden Reihe eingeschlossen werden. Denn ihre Anordnung richtet sich nach den Formen des Felsgrundes, und zwar nach deren Sprüngen und Kanten, an denen besonders viele Ausscheidungen stattfinden, weil sie stärker ausstrahlen und dabei Wasser erstarren.

Da nun immer bei der Erstarrung des Wassers zu Eis besonders viele Luftausscheidungen erfolgen, ebenso wie beim Übergang von Wasser zu Dampf, darf man aus deren Anordnung schließen, daß am Grunde des Sees eine lebhafte Eisbildung erfolgt, und besonders an dessen Kanten und Sprüngen. Daß die dabei entstehenden Eisplättchen und Plättchenbündel emporsteigen und sich der Unterfläche der schon vorhandenen Oberflächendecke anlegen, habe ich nicht gesehen, doch auch keine ungeordnete Schwebeeisbildung. Es ist aber bekannt, daß ein solches Emporsteigen stattfindet und dabei Steine emporträgt; ich habe ersteres am Strande der Ostsee gesehen und letzteres am Peipussee feststellen können. Das Wasser unter der den ganzen See fest verschließenden Eisdecke in Grönland war bewegungslos. So nehme ich hier ein senkrechtes Emporsteigen vom Grunde an. Die Decke des Sees wächst dann aus gezahnten plattigen Kristallen und Plattenbündeln, die sich meist mit ihren Flächen zunächst an die Oberfläche des Wassers und dann an die vorher festgewordenen Platten von unten her anlegen. An den Zähnen der Plattenränder mögen weitere Luftausscheidungen erfolgen, die sich dann auch senkrecht zur Oberfläche anreihen, da die Platten und Plattenbündel mit ihren Flächen parallel zu dieser liegen. Die Ordnung der meisten Bläschenreihen erscheint aber von den Formen des Grundes bestimmt, und mit der Bildung von Grundeis infolge der Abkühlung des Wassers durch die Ausstrahlung des Bodens von den Kanten und Sprüngen aus zusammenzuhängen.

Ich möchte noch darauf hinweisen, daß im Wasser unter einer schnell geschlossenen Eisdecke immer Überdruck herrscht, um so größer, je kleiner der See ist. Der Druck wirkt gegen die Unterflächen der Eisdecken, wie man aus den Auftreibungen und Rissen derselben sieht, und rührt von der Volumenvermehrung bei der Grund- und Schwebeseebildung unter jener her. Ich halte es für möglich, daß dieser Druck die emporsteigenden Plättchen und Plättchenbündel bei ihrem Ansatz an die Unterfläche der Eisdecke anlegen und dieser so jene einheitliche kristallographische Orientierung geben kann, die man im Seeeis findet, in dem die Hauptachsen fast allgemein senkrecht zur Oberfläche des Sees gerichtet sind, ebenso wie die Bläschenreihen.

Vergleich von Laufzeitkurve und Gang des Emergenzwinkels bei Sprengungen

Von **H. K. Müller**, Göttingen — (Mit 3 Abbildungen)

Es werden für Sprengungen in kurzen Entfernungen im Ton und Buntsandstein Laufzeitkurve und Gang des Emergenzwinkels von *P* verglichen. Dabei stellt sich heraus, daß Geschwindigkeitssprünge in der Laufzeitkurve im Ton — also das Erfassen einer zweiten Schicht — sich ebenfalls im Gang des Emergenzwinkels deutlich ausprägen. Amplitudenbetrachtungen können demnach auch direkt zu Geschwindigkeitsbestimmungen benutzt werden.

Die Bestrebungen der experimentellen Seismik in den letzten Jahren, insbesondere die Arbeiten des Geophysikalischen Instituts in Göttingen, gehen dahin, die Art und Form der Bodenbewegung zu untersuchen, ob diese nun bedingt ist durch Sprengungen, Verkehrerschütterungen oder irgendwie sonst ihre Ursache in dem Arbeitsgang von Maschinen hat. Die Kenntnis der Form der Bodenbewegung ist nicht nur von theoretischem Interesse, sondern auch für viele Zweige des Bauwesens von großer praktischer Bedeutung, wie schon das ständige Anwachsen der betreffenden Fachliteratur in den letzten Jahren beweist.

Die vermehrten Anforderungen, die nun auf Grund dieser Probleme an die Aufnahmeapparatur gestellt werden müssen, sind erst bis zu einem gewissen Maße erfüllt worden. Diese kurze Arbeit knüpft an frühere Untersuchungen des Verfassers an, ist zugleich eine Ergänzung und soll darlegen, wie erstens die Aufzeichnungen von Feldseismographen verschiedener Konstruktion unter sich, zweitens die Amplitudenbetrachtungen mit den Ergebnissen der Laufzeitkurve übereinstimmen.

Die bis heute angewandten seismischen Verfahren zur Untergrundbestimmung basieren fast ausnahmslos auf der bekannten Methode des Mintrop-schen Laufzeitkurvenschießens¹⁾. Die Seismographenaufzeichnungen wurden demnach meist nur auf die Eintrittszeit der Einsätze hin untersucht und ausgewertet. Geben die Seismographen die Bodenbewegung jedoch getreu wieder, so kann man diese zur Kontrolle der aus den Laufzeiten gewonnenen Ergebnisse heranziehen.

Im folgenden soll insbesondere der Auftauchwinkel der longitudinalen Wellen zu den vergleichenden Betrachtungen herangezogen werden.

Versuchsanordnung und -gelände. Im Anschluß an die in den Monaten August und September 1933 ausgeführten gemeinsamen Untersuchungen des Geo-

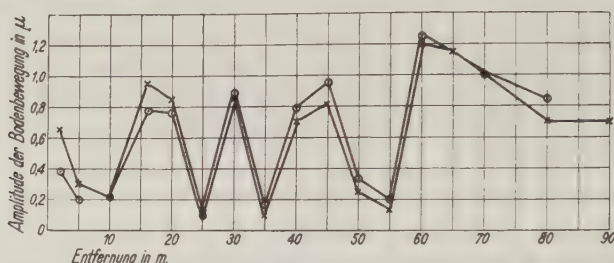


Fig. 1. Vergleich der Amplituden der ersten Einsätze in den Aufzeichnungen der beiden Z-Seismographen. ZW —○—○—; ZA —×—×—

physikalischen Instituts in Göttingen mit der „Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik“, Berlin, ergab sich die Notwendigkeit, in einigen der untersuchten Untergründen noch ergänzende Geschwindigkeitsbestimmungen der elastischen Wellen auszuführen.

Es wurden Profile mit enger Schußbesetzung abgeschossen im Ton und Buntsandstein. Profillänge, Lage und Ladung der Schüsse im Ton gehen aus Tabelle 1 hervor. Alle Schüsse wurden beobachtet mit der 3-Komponentenstation, die bereits in früheren Arbeiten beschrieben wurde²⁾, außerdem mit einem einzelnen Vertikalseismographen, dessen Aufstellung von dem Standort der 3-Komponentenstation um 3 bis 4 m entfernt war. Die Zeitmarkierung auf den Filmen der 3-Komponentenstation war stets dieselbe. Die Bedienung dieser Station erfolgte durch den Verfasser, die der einzelnen Vertikalkomponente durch Herrn Dr. Gerecke. Die Sprengarbeiten führte Mechaniker W. Riehn aus.

Übereinstimmender Gang der P-Amplituden in den Aufzeichnungen der beiden Z-Seismographen. Der eine Z-Seismograph war nach Angaben von Wiechert, der andere nach

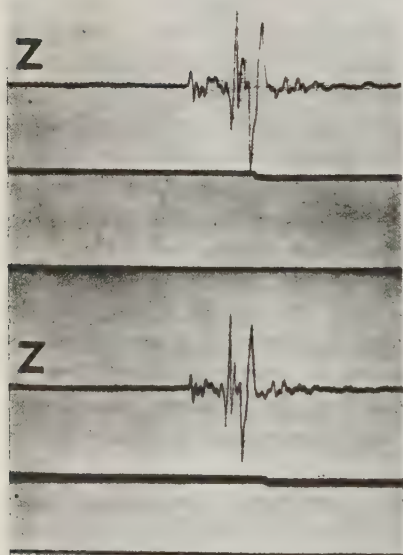


Fig. 2. Seismogramm der Vertikalkomponente ZW des Schusses in $A = 25$ m in der Tongrube. Darunter der unter denselben Versuchsbedingungen wiederholte Schuß

Angaben von Angenheister gebaut. Ihre Eigenperioden unterschieden sich um ein Vielfaches ($T_W = 1/12$ sec, $T_A = 1/5$ sec). Der Gang der Amplituden der ersten Einsätze in beiden Aufzeichnungen ist in Fig. 1 wiedergegeben. Die Übereinstimmung in Gang und Größe ist für die Schüsse in der Tongrube recht gut. (In der Darstellung ist abgesehen worden von dem Unterschied in den Entfernungen Schuß— Z_W und Schuß— Z_A .) Im Buntsandstein ist die Übereinstimmung schlecht. Die Ursache hierfür bildet, wie auch aus der Laufzeitkurve hervorgeht, die uneinheitliche Struktur des Untergrundes, bei der sich der Unterschied von 4 m in der Aufstellung von Z_W und Z_A bereits auswirken konnte. Fig. 2 zeigt die Aufzeichnung der Wiechert-Z-Komponente für einen Schuß, der unter denselben Versuchsbedingungen wiederholt wurde.

Emergenzwinkel von P_1 bzw. P_{121} *) und Azimutwinkel. In Tabelle 1 sind für die Schüsse im Ton und Buntsandstein angegeben: Schußentfernung

Tabelle 1.

Amplituden, Emergenzwinkel und Azimut für die Schüsse in der Tongrube (1934)

Schuß Nr.	α m	Ampli- tuden in $H_{ }$	Ampli- tuden in H_{\perp}	Ampli- tuden in Z_W	Emerg- winkel in Grad	Azimut- winkel in Grad	Ampli- tuden in Z_A	Ladung
1	2	20.6	11.0	7.6	18.0	28.0	6.5	1 Kapsel
16	5	14.5	3.0	3.8	14.5	11.5	3.0	1 „
24	5	5.3	1.1	1.3	13.5	11.5	1.2	1 „
2	10	13.0	1.7	4.4	18.5	7.5	2.2	1 „
3	16	38.5	5.5	15.5	22.0	8.0	9.5	10 g
4	20	24.5	4.5	15.2	31.5	10.5	8.5	10 g
5	25	1.0		2.0	63.5	0	1.0	10 g
17	25	1.3	Ampli- tuden zu klein	2.3	60.5	0	1.2	10 g
6	30	14.2		17.8	51.5	0	8.5	25 g
18	35	1.7		3.4	63.5	0	1.0	25 g
8	40	6.5	0.5	15.5	67.0	4.5	7.0	30 g
7	45	7.5	0.6	19.0	68.0	4.5	8.2	50 g
9	50	2.4	0.3	6.6	70.0	0.7	2.5	50 g
10	55	1.1	0.2	4.0	74.5	10.0	1.4	65 g
11	60	15.0	1.5	25.0	59.0	6.0	12.0	100 g
12	65	10.0	1.2	fehlt	—	7.0	11.5	100 g
13	70	8.0	1.0	20.0	68.0	7.0	10.0	100 g
14	80	7.0	1.0	17.0	67.5	8.0	7.0	100 g
15	90	5.5	0.5	fehlt	—	5.0	7.0	100 g

und -ladung, Amplitude des ersten Einsatzes in jeder Komponente, und hieraus berechneter Emergenzwinkel sowie Azimutabweichung. In Fig. 2 ist für den Ton die Laufzeitkurve und der aus den Amplituden sich ergebende Gang des Emergenzwinkels dargestellt. Sie besteht aus mehreren Ästen; das Medium ist also geschichtet. Im Gang des Emergenzwinkels mit der Entfernung muß sich dies derart auswirken, daß der Wert für den Emergenzwinkel e , von einer bestimmten Schußentfernung ab, plötzlich sprunghaft größer wird, nämlich dann, wenn P_{121}

*) Für die Bezeichnung der Wellen vergleiche F. Gerecke³⁾.

vor P_1 ankommt. Dieser Wert von $e = 69^\circ$ läßt sich aus der Laufzeitkurve unter Benutzung des Brechungsgesetzes entnehmen. (Ich betrachte bei diesen Untersuchungen stets den „scheinbaren“ Emergenzwinkel, also den nach der Formel

$$\operatorname{tg} \bar{e} = \frac{Z}{\sqrt{H_1^2 + H_2^2}}$$

aus den Amplituden der drei Komponenten errechneten.)

Der in der Tongrube auf Grund der Laufzeitkurve in einer Schußentfernung zwischen 20 und 30 m zu erwartende Sprung im Emergenzwinkel ergibt sich auch eindeutig. Bei den Schüssen in Entfernungen größer als 30 m bleibt der Wert

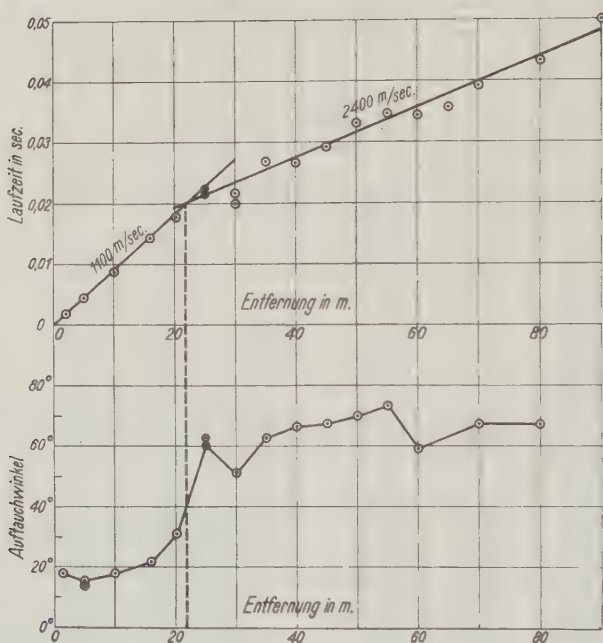


Fig. 3

Laufzeitkurve (oben) und Emergenzwinkel (Aufsuchwinkel) als Funktion der Entfernung (unten) für Sprengungen in der Tongrube

für \bar{e} , gemäß dem geradlinigen zweiten Ast der Laufzeitkurve, auch innerhalb der Fehlergrenze konstant. Es ist dabei nicht zu entscheiden, ob die Schwankungen im Emergenzwinkel in ursächlichem Zusammenhang mit der Streuung der t -Werte der Laufzeitkurve stehen. Für den durch die oberste Schicht ($v = 1000$ m/sec) gelaufenen P -Strahl ergibt sich der Emergenzwinkel \bar{e} , das theoretische Geschwindigkeitsverhältnis $v_{\text{long}}/v_{\text{trans}} = \sqrt{3}$ angenommen, zu 19° . Es soll hierbei an dieser Stelle nicht diskutiert werden, ob die Beziehung zwischen scheinbarem und wahren Emergenzwinkel zu Recht besteht. Es ergibt sich in

diesem Falle tatsächlich ein scheinbarer Emergenzwinkel, der, das obige Geschwindigkeitsverhältnis vorausgesetzt, einem horizontalen Stoß entspricht.

In Tabelle 2 sind für die zwei Schichten der Tongrube noch einmal kurz die Emergenzwinkel und Geschwindigkeiten aus Laufzeitkurve und Amplituden zusammengestellt. Der für v_2 aus den Amplituden errechnete Wert (bei bekanntem $v_1 = 1100$ m/sec) unterscheidet sich von dem der Laufzeitkurve entnommenen nur um 8%.

Tabelle 2
Emergenzwinkel und Geschwindigkeiten aus Laufzeitkurve und Amplituden
(Tongrube)

Schüsse	Emergenzwinkel von P_1 u. P_{121}		Geschwindigkeiten	
	aus Laufzeitkurve	aus Amplituden	aus Laufzeitkurve m/sec	aus Amplituden m/sec
0 bis 23 m	19°	20°	1100	—
23 bis 90 m	63°	65°	2400	2600

Im Buntsandstein liegen die Verhältnisse komplizierter, die Struktur des Untergrundes erweist sich als ungeeignet zur Untersuchung der hier behandelten Fragen. Immerhin prägen sich die Geschwindigkeitssprünge auch in der Größe des Emergenzwinkels aus.

Die Abweichungen der Stoßrichtung von P von der Schußrichtung sind, wie aus Tabelle 1 zu entnehmen ist, bei den Schüssen in der Tongrube gering. Dasselbe gilt auch im Buntsandstein. Sie liegen fast durchweg innerhalb der Fehlergrenze, die zu $\pm 15^\circ$ angenommen werden muß. Bei nur drei Schüssen von insgesamt 35 Schüssen wird dieser Wert um ein geringes überschritten.

Die hier dargelegten Versuchsergebnisse der Aufzeichnung von Sprengungen in drei Komponenten im Ton zeigen, daß es in einigen besonderen Fällen möglich ist, aus Amplitudenbetrachtungen des P -Einsatzes auf den Untergrund, insbesondere auf seine Geschwindigkeitsverhältnisse zu schließen. Obwohl die Methode des Laufzeitkurvenschießens für Geschwindigkeitsbestimmungen vorläufig genauer und eindeutiger sein wird, so können doch immerhin die Amplitudenbetrachtungen von P — falls in drei Komponenten registriert wird — zur Kontrolle und Deutung der Ergebnisse mit herangezogen werden.

Literatur

1) L. Mintrop: Zur Geschichte des seismischen Verfahrens . . . Hannover, Selbstverlag der Seismos, 1930.

2) H. K. Müller: Seismische Untersuchungen des Geophys. Instituts in Göttingen XII, Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. 10, 40 (1934).

3) F. Gerecke: Messungen auf dem Rhonegletscher. 1. Die Laufzeitkurve. Zeitschr. f. Geophys. 8, 65 (1932).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juli 1934.

Über die vom Samoa-Observatorium registrierten erdmagnetischen Pulsationen

Von F. Lubiger, Potsdam — (Mit 6 Abbildungen)

Bei der früheren Bearbeitung der erdmagnetischen Registrierungen des Samoa-Observatoriums wurden auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. G. Angenheister die dort aufgezeichneten Pulsationen in ihrer Abhängigkeit von der Tageszeit, Jahreszeit und Sonnenaktivität untersucht. Es ergab sich ein klarer täglicher Gang mit einem steilen Maximum um 23^h und einem Minimum an der Tagseite. Die Zeit der Äquinoktien scheint für die Erzeugung der Pulsationen günstiger zu sein als die Zeit der Solstitien. Die säkulare Variation läßt erkennen, daß in ruhigen Jahren mehr Pulsationen entstehen als in aktiven. Die Schwingungsintensität erweist sich an der Nachtseite um ein Mehrfaches stärker als an der Tagseite und die Periodenlänge an der Nachtseite kürzer als an der Tagseite. Ein Zusammenhang zwischen Pulsationen und Sonnenflecken ist nicht nachweisbar, eine Abhängigkeit von der Rotationsdauer der Sonne aber erkennbar. Die seit dieser Bearbeitung in den letzten Jahren gefundenen Zusammenhänge zwischen den Störungen der drahtlosen Telegraphie und den Störungen des erdmagnetischen Feldes lassen eine nachträgliche Veröffentlichung über das Verhalten der Pulsationen geeignet erscheinen.

Einleitung

In den photographischen Aufzeichnungen der zeitlichen Änderungen des erdmagnetischen Feldes bemerkt man neben den großen Störungen auch bei fast ruhigem Verlauf der magnetischen Kurve äußerst lebhaftes Schwingungen von kleiner Amplitude und kleiner Schwingungsdauer. Sie wurden zuerst von Balfour Stewart entdeckt und nach Eschenhagen „Elementarwellen des Erdmagnetismus“ genannt.

Steigert man die Empfindlichkeit der Variometer (etwa auf $1\text{ mm} \equiv 0.5\gamma$) und vergrößert ihre Geschwindigkeit der Registrierung (etwa auf $4\text{ mm} \equiv 1\text{ min}$), so findet man, daß fast die gesamte magnetische Kurve aus diesen Elementarwellen aufgebaut ist.

Unter den Elementarwellen, die noch von Variometern mit normaler Empfindlichkeit (etwa $1\text{ mm} = 3\gamma$) und Registriergeschwindigkeit (etwa $15\text{ mm} = 1\text{ Stunde}$) wiedergegeben werden, treten solche mit konstanter Amplitude und Periode auf, die den Anschein einer m-strichförmigen Bewegung erwecken und den Namen Pulsationen führen.

Als erster befaßte sich Th. Arendt¹⁾ mit ihnen. Er bemerkte, daß der Beginn einer Pulsationsserie meistens von einer nicht unbeträchtlichen Standänderung des magnetischen Elements begleitet ist, die sich bei der Horizontalintensität als Vergrößerung und bei der Vertikalkomponente als Verkleinerung des ursprünglichen Wertes äußern. Die Dauer der magnetischen Unruhe schwankte zwischen einer halben Stunde und zwei Stunden. Er fand eine ausgeprägte tägliche und jährliche Periodizität, wobei die tägliche ihr Maximum um 22^h, ihr Minimum

um 12^h, und die jährliche ihr Maximum im Dezember, ihr Minimum im Juli aufwies.

Dann untersuchte W. v. Bemmelen²⁾ in Batavia die Pulsationen. Er stellte fest, daß das Maximum ihrer Häufigkeitszahlen um 0^h 50^m Ortszeit stattfand. Dagegen gelang es ihm nicht, eine jährliche Ungleichheit und einen Zusammenhang mit den Sonnenflecken zu entdecken.

J. de Moidrey³⁾ fand ebenfalls eine klare tägliche, aber keine jährliche Variation der Häufigkeitszahlen. Einen Einfluß der Sonnentätigkeit konnte er nicht feststellen.

G. Angenheister⁴⁾ schloß aus dem innerhalb der Meßgenauigkeit von ± 3 sec gleichzeitigen Auftreten gut ausgebildeter Pulsationen in Apia, Batavia, Cheltenham und Tsingtau, daß sie durch örtliche Einflüsse nicht bedingt sein können.

Der tägliche Gang der Pulsationen

Im folgenden werden nun Untersuchungen über Pulsationen auf Grund der Magnetogramme des Samoa-Observatoriums in den Jahren 1913 bis 1920 angestellt.

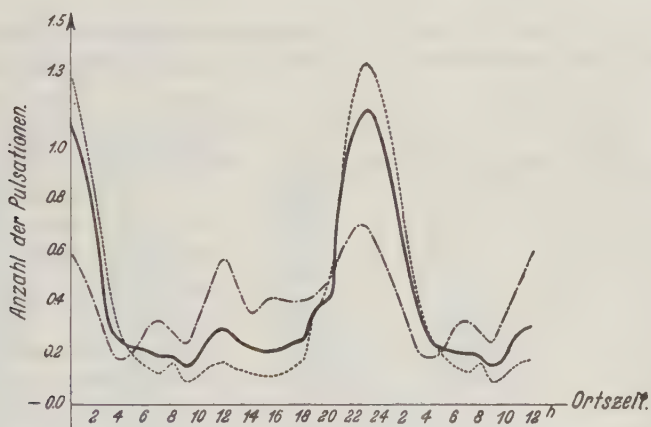
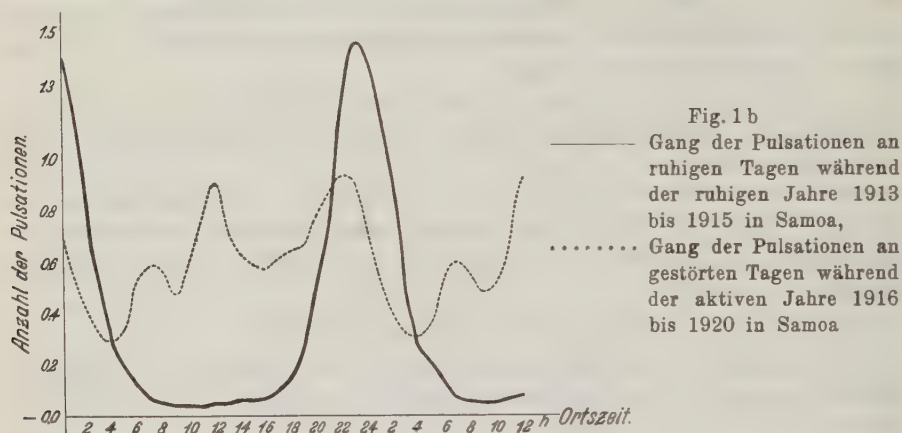


Fig. 1 a

—	Gang der Pulsationen an allen Tagen in den Jahren 1913 bis 1920 in Samoa											
.....	"	"	"	"	ruhigen	"	"	"	"	"	"	"
- - - - -	"	"	"	"	gestörten	"	"	"	"	"	"	"

Bei der Ableitung des täglichen, jährlichen und säkularen Ganges der Pulsationen wurde zwischen ruhigen und aktiven Jahren unterschieden. Nach den Tabellen der internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen sind die Jahre 1913 und 1914 zweifelsohne zu den ruhigen und die Jahre 1916 bis 1919 zu den aktiven zu rechnen. Doch für das Jahr 1915 ergibt sich dieselbe Störungscharakterzahl 0.620 wie für 1920. Um die Entscheidung zu treffen, ob beide Jahre als ruhig, oder aktiv oder als voneinander verschieden aufzufassen sind, wurden die Störungs-

Charakterzahlen von Samoa herangezogen. Für 1915 ist diese Zahl gleich 0.30 und für 1920 gleich 0.36. Deshalb wurde 1915 als ruhiges und 1920 als aktives Jahr in bezug auf Samoa angesehen.



Da ferner der tägliche Gang der Pulsationen während der aktiven Jahre viel von seiner Klarheit gegenüber dem der ruhigen Jahre einbüßt, wurde innerhalb

Tabelle 1. Täglicher Gang der Zahl der Pulsationen pro Stunde

Orts- Zeit	1913—1920			Ruhige Jahre 1913—1915	Aktive Jahre 1916—1920
	Alle Tage	Ruhige Tage	Gestörte Tage	Ruhige Tage	Gestörte Tage
1	0.93	1.085	0.495	1.170	0.53
2	0.64	0.746	0.363	0.792	0.405
3	0.39	0.438	0.215	0.470	0.32
4	0.25	0.258	0.185	0.266	0.30
5	0.22	0.200	0.215	0.206	0.38
6	0.21	0.158	0.295	0.110	0.54
7	0.19	0.125	0.323	0.062	0.595
8	0.19	0.188	0.290	0.057	0.54
9	0.15	0.093	0.245	0.048	0.48
10	0.19	0.115	0.355	0.040	0.62
11	0.27	0.151	0.486	0.062	0.78
12	0.30	0.162	0.570	0.079	0.91
13	0.25	0.138	0.461	0.066	0.73
14	0.22	0.120	0.369	0.066	0.63
15	0.21	0.112	0.400	0.066	0.595
16	0.21	0.116	0.410	0.070	0.575
17	0.23	0.139	0.408	0.110	0.61
18	0.26	0.182	0.411	0.154	0.63
19	0.37	0.319	0.428	0.276	0.65
20	0.41	0.475	0.480	0.520	0.79-
21	0.81	0.748	0.610	0.825	0.86
22	1.06	1.190	0.690	1.180	0.93
23	1.17	1.340	0.695	1.440	0.91
24	1.10	1.285	0.595	1.390	0.71

der Jahresgruppen noch zwischen den Pulsationen an ruhigen und an gestörten Tagen unterschieden. Tabelle 1. Fig. 1a und 1b.

Die Tabelle für die täglichen Gänge der Pulsationen und ihre graphischen Darstellungen lassen erkennen, daß der Verlauf für alle Tage des Zeitraums von 1913 bis 1920 um 23^h ein steiles Maximum mit 1.17 und gegen 12^h ein sekundäres mit 0.30 Pulsationen aufweist. Um 9^h findet das Hauptminimum mit 0.15 und um 15^h das sekundäre mit 0.21 Pulsationen statt.

Bei Beschränkung auf die ruhigen Tage desselben Zeitraumes liegt das Maximum erster Ordnung mit 1.34 Pulsationen bei 23^h und das zweiter Ordnung mit 0.16 Pulsationen bei 12^h. Das Hauptminimum weist um 9^h nur 0.09 Pulsationen auf. Viel unruhiger gestaltet sich der Verlauf an den gestörten Tagen der Zeit von 1913 bis 1920, in dem jetzt drei Maxima und drei Minima auftreten.

Noch größere Unterschiede ergeben sich, wenn man den Gang der Pulsationen an ruhigen Tagen während der ruhigen Jahre mit dem an gestörten Tagen während der aktiven Jahre vergleicht.

Bei den ersteren ist der Gang an der Tagseite recht ruhig, und um 23^h erreicht die gleichmäßig steil ansteigende und wieder fallende Kurve ihr Maximum mit 1.44 Pulsationen. Von diesem sehr befriedigenden Resultat weicht das für die gestörten Tage beträchtlich ab.

Als Ergebnis vom täglichen Gange der Pulsationen an ruhigen Tagen ergibt sich, daß etwa eine Stunde vor Mitternacht die Pulsationen am zahlreichsten auftreten, daß also an der Nachtseite das Einströmungsgebiet der die Pulsationen erzeugenden Strahlen zu suchen ist. An gestörten Tagen tritt außer dem Mitternachtsmaximum noch ein zweites, fast ebenso großes Maximum auf.

Um zu erkennen, ob der tägliche Gang der Pulsationen

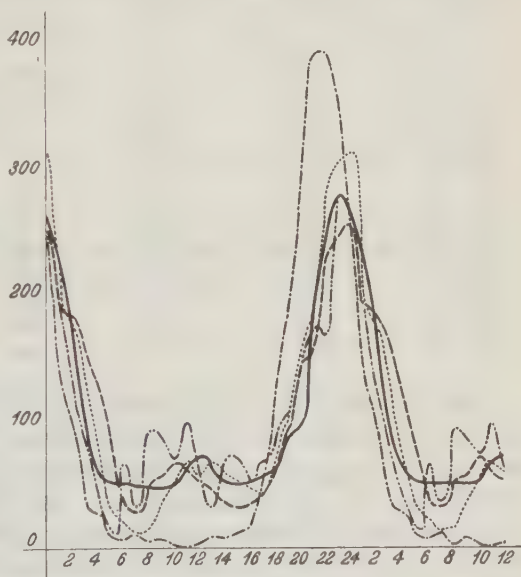


Fig. 2

————	Gang der Pulsationen für Samoa,
.....	" " " " Batavia,
- . - . -	" " " " Potsdam,
- - - - -	" " " " Buitenzorg,
.. - . -	" " " " Zi-ka-wei

eine charakteristische Eigentümlichkeit für Samoa ist oder allgemein gilt, wurde er mit dem für Potsdam, Batavia, Buitenzorg und Zi-ka-wei verglichen. Hierzu wurde der tägliche Gang an allen Tagen im Jahresmittel aus den Jahren 1913 bis 1920 zugrunde gelegt, weil die anderen Stationen keine Trennung zwischen

ruhigen und gestörten Tagen, sowie zwischen ruhigen und aktiven Jahren vorgenommen hatten.

Tabelle 2. Die stündliche Verteilung der Pulsationen in Prozenten der mittleren Stundenzahl

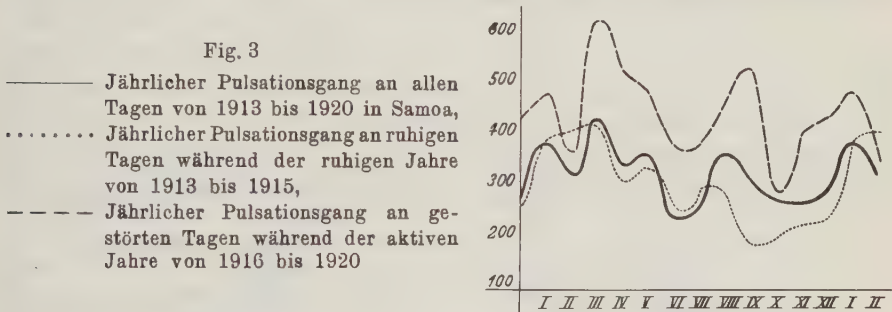
	Samoa	Batavia	Potsdam	Buitenzorg	Zi-ka-wei
0— 1	258	311	247	251	256
1— 2	218	195	130	190	172
2— 3	150	169	89	180	115
3— 4	89	116	34	142	88
4— 5	59	74	26	123	31
5— 6	52	33	7	73	9
6— 7	49	21	5	36	66
7— 8	45	8	10	26	31
8— 9	45	15	2	44	93
9—10	37	36	5	53	84
10—11	45	50	2	63	66
11—12	63	64	0	60	97
12—13	70	58	2	49	62
13—14	59	63	7	42	31
14—15	52	58	5	34	66
15—16	49	52	10	30	66
16—17	49	46	17	33	53
17—18	54	43	55	40	66
18—19	61	63	130	69	88
19—20	87	97	186	97	101
20—21	96	155	293	148	145
21—22	190	177	384	166	172
22—23	249	226	384	225	167
23—24	274	277	341	239	278

Die Tabelle 2 und die ihr entsprechende Kurvendarstellung Fig. 2 zeigt deutlich eine Übereinstimmung der täglichen Gänge. Zu gleichen Tageszeiten finden die Hauptmaxima statt. Charakteristisch ist auch bei ihnen mit Ausnahme von Potsdam das sekundäre Maximum zur Mittagszeit. Die Vermutung, daß dieses hauptsächlich durch den Einfluß der gestörten Tage zustande gekommen ist und wahrscheinlich fast ganz verschwunden wäre, falls auch dort dieselbe Untersuchung für die ruhigen Tage während der ruhigen Jahre stattgefunden hätte, liegt äußerst nahe. Nur Potsdam macht eine Ausnahme. Und gerade für diese Station hätte man seiner höheren Breite wegen eine bewegtere Kurve erwartet. Diese Merkwürdigkeit findet ihre Erklärung vielleicht darin, daß Th. Arendt seinerzeit in Potsdam vorzüglich die in Verbindung mit den positiven Baistörungen auftretenden Pulsationen benutzt hat. Diese Vermutung wird noch erhärtet durch die große Ähnlichkeit der Potsdamer Pulsationskurve mit der für den täglichen Gang der positiven Bais in Samoa. Im übrigen lehrt der Vergleich, daß ganz allgemein auf der Nachtseite der Erde der eigentliche Sitz der Pulsationsquellen zu suchen ist.

Da nun aber festgestellt ist, daß gut ausgeprägte Pulsationen bei besonders empfindlicher Registrierung an vielen Observatorien im selben Augenblick registriert sind, so geht hieraus hervor, daß diese kleinen magnetischen Wellen, obwohl überall auftretend, an der Tagseite der Erde an Intensität so viel verlieren, daß sie dort kaum noch wahrgenommen werden können.

Der jährliche Gang der Pulsationen

Der jährliche Gang der Pulsationen pro Monat zeigt bei weitem kein so klares Bild wie der tägliche. Für den Zeitraum von 1913 bis 1920 unter Berücksichtigung



aller Tage weist die Tabelle 3 für den März das Hauptmaximum mit 441 und für den Juni das Hauptminimum mit 224 Pulsationen auf. Ein sekundäres Maximum tritt im August mit 364 und ein sekundäres Minimum im Oktober mit 273 Pul-

Tabelle 3. Der jährliche Gang der Pulsationen pro Monat in Samoa

Monat	1913—1920 alle Tage	Ruhige Jahre Ruhige Tage	Aktive Jahre Gestörte Tage	Monat	1913—1920 alle Tage	Ruhige Jahre Ruhige Tage	Aktive Jahre Gestörte Tage
I	387	388	482	VII	264	290	386
II	324	405	358	VIII	364	273	463
III	441	407	628	IX	309	190	527
IV	345	305	528	X	273	198	291
V	358	336	482	XI	274	217	406
VI	244	255	373	XII	293	265	433

sationen auf. Den Jahreszeiten entsprechend ergeben sich für die Äquinoktien 1368, für den südlichen Sommer 1274 und für den südlichen Winter 1230 Pulsationen. Die Äquinoktien scheinen also für die Erzeugung der Pulsationen ein wenig günstiger als die anderen Jahreszeiten zu sein.

Sodann wurde der jährliche Pulsationsgang getrennt für die ruhigen und gestörten Tage während der ruhigen und aktiven Jahre untersucht. Hierbei wurden nicht die absoluten, sondern errechnete Pulsationszahlen zugrunde gelegt, derart, als wenn der betreffende Monat nur aus ruhigen oder gestörten Tagen bestanden hätte. Belief sich z. B. die Pulsationszahl bei a gestörten Tagen in einem Monat

auf b Pulsationen, so wurde die Zahl $n = 30 \frac{b}{a}$ angesetzt. Auf diese Weise wurden für die ruhigen Tage der ruhigen Jahre für den März mit 407 die meisten und für September mit 190 die wenigsten Pulsationen erhalten. Tabelle 3.

Schließlich wurde noch der jährliche Gang für die gestörten Tage während der aktiven Jahre untersucht. Hierbei traten drei Maxima, die erster und zweiter Ordnung im März und September und drei Minima im Februar, Juni und Oktober auf. Tabelle 3.

Da Bearbeitungen des jährlichen Ganges der Häufigkeit der Pulsationen für Batavia von 1892 bis 1898, für Buitenzorg von 1902 bis 1907, für Zi-ka-wei

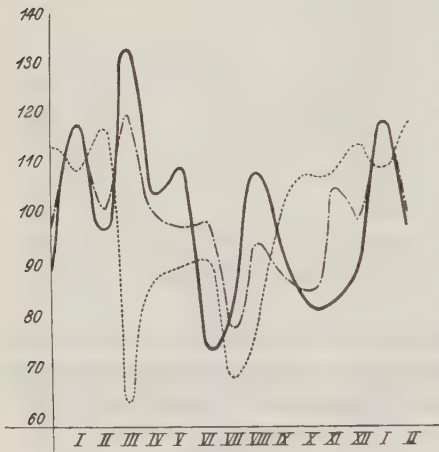


Fig. 4

—— Jährlicher Pulsationsgang für Samoa,
 Jährlicher Pulsationsgang für Potsdam,
 - - - - Jährlicher Pulsationsgang für das Mittel aus Batavia und Buitenzorg

von 1897 bis 1905 und für Potsdam von 1890 bis 1894 vorliegen, so konnte der jährliche Gang von Samoa mit diesen verglichen werden. Tabelle 4, Fig. 4.

Tabelle 4. Der jährliche Gang in Prozenten der mittleren Monatszahl

Monat	Batavia 1892—98	Buitenzorg 1902—07	Mittel zw. Batavia und Buitenzorg	Zi-ka-wei 1897—1905	Potsdam 1890—94	Samoa 1913—20
I	102	134	118	45	110	118
II	103	103	103	53	117	99
III	114	128	121	96	64	134
IV	111	92	102	109	88	102
V	115	80	98	120	91	110
VI	130	70	100	160	94	75
VII	79	78	79	120	69	81
VIII	92	89	91	102	81	108
IX	83	93	88	167	101	93
X	76	96	86	82	108	84
XI	109	101	105	64	108	84
XII	70	128	99	91	114	91

Der säkulare Gang der Pulsationen

Über den Gang der Pulsationen innerhalb der elfjährigen Sonnenperiode ein Urteil zu fällen, erscheint bei der geringen Anzahl der zur Verfügung stehenden Jahre ziemlich gewagt.

Van Bemmelen fand keinen ausgesprochenen Zusammenhang. J. de Moidrey glaubte feststellen zu können, daß während der ruhigen Jahre mehr Pulsationen auftreten wie während der aktiven. Er betonte aber ausdrücklich, daß diese Behauptung sehr ungewiß sei.

Für Samoa ergaben sich für die ruhigen Jahre 3154 und für die aktiven 4431 Pulsationen. Hiernach entspricht der größeren Aktivität auch eine größere Pulsationszahl. Doch erscheint es sehr gewagt, aus diesen drei Zahlen schon auf eine Gesetzmäßigkeit schließen zu wollen. Denn die Jahre 1918 und 1920 mit ihrer mehr als doppelt so großen Pulsationszahl modifizieren stark das Ergebnis. Scheidet man diese beiden Jahre aus und stellt den einwandfrei ruhigen Jahren 1913 bis 1915 die einwandfrei aktiven Jahre 1916, 1917, 1919 gegenüber, so zeigt diese Gegenüberstellung ein zweifelfreies Überwiegen der Pulsationen während der ruhigen Jahre.

Ruhige Jahre	Pulsations- zahl	Aktive Jahre	Pulsations- zahl
1913	3260	1916	2986
1914	3064	1917	2664
1915	3137	1919	2942
Mittel	3154	Mittel	2864

1918 gehört nun der Aktivitätszahl 0,751 entsprechend zu den gestörten Jahren. 1920 weist dieselbe Charakterzahl 0,620 wie 1915 auf. Wird 1920 als ruhiges Jahr und 1918 als aktives angesehen, so zeigt diese Gegenüberstellung:

Ruhiges Jahr	Pulsations- zahl	Aktives Jahr	Pulsations- zahl
1920	6856	1918	6239

Daß auch hier die Pulsationszahl des ruhigen Jahres die des aktiven überwiegt. Demnach scheint doch bis zu einem gewissen Grade die Behauptung gerechtfertigt, daß die ruhigen Jahre für die Entstehung der Pulsationen günstiger sind als die aktiven, womit die Vermutung de Moidreys im Einklang steht.

Die Perioden der Pulsationen

Um die Periodenlänge der Pulsationen und ihre Abhängigkeit von der Tageszeit zu bestimmen, wurde jede Pulsation im Januar 1920 ausgemessen. Da die Registriergeschwindigkeit 1 mm = 180 sec betrug, so können die in der Tabelle angegebenen Zahlen einen Fehler von ± 5 sec besitzen.

Die Tabelle 5 zeigt zunächst, daß Perioden von einer Minute bis drei Minuten Dauer in allen Abstufungen vorkommen. Zur Zeit des Hauptmaximums des täglichen Ganges, also zwischen 22 und 24^h Ortszeit sind fast alle Periodenlängen,

die kleinsten und größten mit eingeschlossen, vertreten. Als eine gewisse Eigentümlichkeit kann es angesehen werden, daß außer der Zeit, in der das Hauptmaximum stattfindet, nur noch die frühen Morgenstunden an den unterhalb

Tabelle 5. Der tägliche Gang der Periodenlänge der Pulsationen

Ortszeit	Periodenlängen in Sekunden																
	62	72	78	90	103	108	115	120	126	130	135	144	150	156	162	170	180
1				1	2	1	2	4			1				1	1	1
2				1	1	1	1	1					1				1
3		1						1			1	1					1
4	1	1		1		1	2	1	2							1	1
5		1		2													
6						1	1				1					1	
7				1	1		1		1		1			2			
8		1		2				1								1	
9				2			1				2	2					
10				1				2			1	4					1
11				1	1		1	1					1	1			1
12				1				1					2				
13																	
14													1				
15								1			1			1			
16								1					1	1			
17							1					1	1	1			
18									1			1				1	1
19											1						1
20				1	1	1	1	2					2			1	2
21				1				3	1	1	1		2		1		
22			1	2	4	2	1			1						2	1
23	1	1		1	1		2				2					1	1
24	1	1		1	3	1			3		1		2			1	1
Σ:	3	6	1	19	14	8	14	19	12	2	13	11	10	7	2	10	13

von 90 Sekunden liegenden Perioden beteiligt sind, während die großen bis drei Minuten dauernden Perioden sich über ein weit größeres Tagesintervall verbreiten.

Um die Abhängigkeit der Periodenlängen von der Tageszeit zu erkennen, wurde die Tabelle 5 für den täglichen Gang der mittleren Pulsationsperiode aufgestellt. Ihre graphische Darstellung, Fig. 5, in welcher die punktierte Kurve

Tabelle 6

Der tägliche Gang der mittleren Pulsationsperioden im Januar 1920 (Samoa)

Ortszeit	Schwingungs- dauer in sec	Ortszeit	Schwingungs- dauer in sec	Ortszeit	Schwingungs- dauer in sec	Ortszeit	Schwingungs- dauer in sec
1	120	7	108	13	—	19	144
2	114	8	114	14	150	20	132
3	132	9	108	15	132	21	132
4	108	10	126	16	138	22	120
5	114	11	126	17	126	23	120
6	120	12	108	18	150	24	120

den ungefähren mittleren Verlauf andeutet, zeigt, daß um Mitternacht die Periodenlänge den mittleren Wert von etwa 120 Sekunden annimmt, und daß von 11 bis 18^h die größten und von 4 bis 8^h die kleinsten Werte auftreten.

Ferner wurden die Pulsationsperioden für die Monate Januar, März, Juni, Juli, September und Dezember von 1920 eingehender untersucht. Es ergaben sich unter Zugrundelegung obiger Monate für den täglichen Gang der Pulsationen pro Monat folgende Tabelle 7.

Aus ihr ist zu entnehmen, daß Pulsationen mit kleineren Perioden fast doppelt so oft auftreten wie solche mit größerer Periodendauer. Für beide Arten von Pulsationen treten zwei Maxima auf, von denen das eine gegen 22 bzw. gegen 21^h und das andere in beiden Fällen gegen 11^h stattfindet.

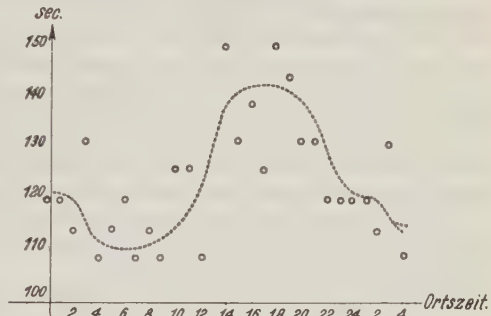


Fig. 5 Ungefährer täglicher Gang der mittleren Pulsationsperioden (Samoa)

Tabelle 7

Der tägliche Gang von Pulsationen mit verschiedenen Periodenlängen (Samoa)

Ortszeit	144—180		Ortszeit	90—118		Ortszeit	144—180		Ortszeit	90—118		Ortszeit	144—180		Ortszeit	90—118	
	sec	sec		sec	sec		sec	sec		sec	sec		sec	sec		sec	sec
1	7.3	13.8	7	5.7	6.5	13	9.0	11.3	19	10.7	9.7						
2	5.7	11.3	8	6.3	8.3	14	9.3	10.2	20	8.8	11.5						
3	6.0	8.7	9	4.8	5.8	15	7.7	9.3	21	11.0	14.2						
4	5.0	9.0	10	9.0	10.7	16	8.2	7.5	22	8.2	15.7						
5	5.2	9.3	11	11.7	14.7	17	8.2	7.8	23	7.2	14.2						
6	4.7	8.5	12	10.8	13.7	18	8.2	7.8	24	7.8	10.8						

Wie oft die einzelnen Perioden in Samoa im Mittel pro Monat auftreten, zeigt folgende Tabelle 8. Aus ihr ergibt sich, daß Pulsationen mit einer Periodenlänge

Tabelle 8

Perioden- länge in sec	Pulsations- zahl	Perioden- länge in sec	Pulsations- zahl	Perioden- länge in sec	Pulsations- zahl	Perioden- länge in sec	Pulsations- zahl
36	1	90	183	144	74	198	14
54	13	108	65	162	50	216	9
72	34	126	21	180	62	234	0

von 90 Sekunden am häufigsten auftreten. An die zweite Stelle treten, allerdings viel abgeschwächter, Pulsationen mit 140 bis 180 Sekunden.

In Batavia liegt das Minimum der Periodenlänge um Mitternacht, also zur Zeit der größten Häufigkeit der Pulsationen. Im Laufe des Jahres zeigt dort der Dezember das Minimum der Periodenlänge und zugleich das Maximum der Häufigkeitszahlen. Allgemein ergibt sich hieraus, daß die Periodenlängen um so kleiner sind, je häufiger die Pulsationen sind.

Literatur

¹⁾ Th. Arendt: Beziehungen der elektrischen Erscheinungen unserer Atmosphäre zum Erdmagnetismus. Das Wetter 1896, Heft 11/12.

²⁾ W. van Bemmelen: Erdmagnetische Pulsationen. Naturkundig Tydschrift voor Nederlandsch-Indie, deel LXII, 1902.

On pulsations. Appendix to „Observations made at the royal magnetic and meteorological Observatory at Batavia XXIX (1906).

³⁾ J. de Moidrey: S. J.: Pulsations magnétiques à Zi-ka-wei et à Lu-kia-pang. Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity Septembre 1917, S. 113—120.

⁴⁾ G. Angenheister: Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit erdmagnetischer Störungen und Pulsationen. Aus den Nachrichten der K. Gesellschaften der Wissenschaften zu Göttingen, Math.-phys. Klasse 1920.

⁵⁾ G. Angenheister: Sonnentätigkeit, Strahlung und Erdmagnetismus im Verlauf der Sonnenrotation. Nachrichten der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Math.-phys. Klasse 1920.

Berechnung

der oberen Grenze der in der Ionosphäre möglichen Temperatur aus den Messungen der Ionisierungsschichtdicken

Von Ernst A. W. Müller, Berlin-Siemensstadt

Nach den Messungen der Schichtdicke der Kennelly-Heaviside-Schicht, die kaum 30 km betragen dürfte, sind in 100 km Höhe Temperaturen wesentlich über 100° C nicht zu erwarten.

Außer den bisherigen Überlegungen, die eine Annahme hoher Temperaturen in der Stratosphäre bedenklich erscheinen lassen, besteht die Möglichkeit, wenigstens für die Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht oder E-Region (100 km) aus dem Vergleich der Beobachtungen der Ionisierungsschichtdicke D , die nach Rukop*) kaum 30 km beträgt, mit Berechnungen derselben für verschiedene Temperaturen eine obere Grenze Θ für die überhaupt mögliche Temperatur zu finden.

Die Rechnung ergibt $D = 15, 22, 37$ km für Temperaturen von $T = 218, 323, 400^\circ \text{K}$ unter der Voraussetzung, daß die wirksame Strahlung monochromatisch ist, oder für sämtliche Komponenten die Absorption in Luft dieselbe ist, daß die Stratosphäre völlig durchmischt und daß der Rekombinationskoeffizient durch $\alpha = 2.24 \cdot 10^{-9} \cdot p + 2.15 \cdot 10^{-11}$ (18° C) dargestellt ist**). Danach sind in 100 km Höhe Temperaturen wesentlich über 100° C nicht zu erwarten. Θ müßte noch unter 100° C liegen, wenn die ersten beiden Voraussetzungen nicht erfüllt sind, was für die erste sicher, die zweite zum Teil zutreffen dürfte.

Dieselben Überlegungen machen auch die Vegardsche Hypothese***) der durch die Wirkung elektrischer Kräfte in die Höhe getriebenen Stickstoff-

*) E. N. T. 10, 54 (1933).

**) P. O. Pedersen: Dan. Nat. Samf. 15, a), b) (1927).

***) Zeitschr. f. Phys. 16, 367 (1923).

atmosphäre unwahrscheinlich, soweit diese Wirkung einer raschen Temperaturerhöhung über 90 km auf etwa 1000° K entsprechen soll.

Eine Unsicherheit kommt in die Rechnung dadurch, daß das Verhalten des Rekombinationskoeffizienten bei den hier in Betracht kommenden kleinen Drucken nicht bekannt ist. Im ungünstigsten Fall, wenn α innerhalb der ganzen *E*-Schicht konstant ist, wird Θ auf etwa 170° C festgelegt. Auf einen wesentlich niedrigeren Wert von Θ (etwa 30° C) wird man geführt, wenn man den aus den allgemeinen Berechnungen Chapmans*) folgenden α -Wert, der je nach der von ihm angenommenen Ionendichte von $1 \cdot 10^8$ oder $5 \cdot 10^8$ Paaren/ccm die Größe $3 \cdot 10^{-12}$ bzw. $6 \cdot 10^{-13}$ hat, in die obige Formel als Grenzwert für kleine Drucke einführt. Schon bei 323° K ergibt der erstere eine Schichtdicke von etwa 35 km, der zweite von über 40 km. Verlangt man außerdem, was bei seinen Berechnungen stillschweigend vorausgesetzt ist, daß α innerhalb der Schicht annähernd konstant bleibt, so müßte Θ sogar unter 200° K liegen.

Der vergessene Krakatau

Von Kurt Wegener, Graz

Es wird an die Erfahrungen, die beim Krakatau-Ausbruch 1883 gemacht wurden, erinnert.

In neueren Arbeiten über die Stratosphäre werden die Erfahrungen, die uns der Krakatau-Ausbruch 1883 (Explosion) in bezug auf die Stratosphäre verschafft hat, Erfahrungen, die das Spiel der Spekulation stark einschränken, ganz außer acht gelassen. Sie sind offenbar in Vergessenheit geraten und mögen hier den gegenwärtigen Auffassungen gegenübergestellt werden.

1. Die Schallwellen wanderten mehrmals um die Erde und wurden von den Barographen der meteorologischen Stationen aufgezeichnet. Sie haben doch wohl bei ihrem mehrmaligen Weg um die Erde immer die gleiche Bahn gehabt und zeigen *Abnahme* der Geschwindigkeit von 315 auf 302 m/sec bzw. 322 auf 317 m/sec. Nach der Laplaceschen Formel für die Schallgeschwindigkeit c ist letztere nur von der Gaskonstanten R , der absoluten Temperatur T und einer Konstanten $1.4 = K =$ Verhältnis der spezifischen Wärme bei konstantem Druck und konstantem Volumen abhängig; c muß konstant sein, wenn R und T konstant sind.

$$c = \sqrt{K \cdot R \cdot T}.$$

Unter Zugrundelegung dieser Beziehung hat Wiechert**) gezeigt, daß die Annahme einer Änderung der Gaskonstanten R , also einer veränderten Zusammen-

*) Proc. Roy. Soc. London (A) **132**, 370 (1931).

) Zeitschr. f. Geophys. **2, Hef. 2/3.

setzung der Luft, nur dann die Rückkehr der vom Schallherd ausgehenden Schallwellen zum Boden erklären würde, wenn man das Daltonsche Gesetz für die Stratosphäre zugrunde legt, und wenn die Umbiegung der Schallstrahlen nach unten nicht, wie es aus der Bahnberechnung wahrscheinlich ist, bei etwa 30 km Höhe erfolgt, sondern an der Grenze der Wasserstoffsphäre, d. h. bei etwa 70 km. Dies ist unwahrscheinlich. Eine mäßige Beimengung von H_2 zur gewöhnlichen Luft aber reicht nicht aus, um die Umkehr der Schallstrahlen zum Boden oder ein ausreichendes Anwachsen der Geschwindigkeit oben zu erklären. Aber die *Änderung* der Geschwindigkeit bei den Schallwellen des Krakatau zeigt ja allgemein, daß die Laplacesche Formel nicht anwendbar ist und daß es sich hier, in dem einzigen bisherigen Fall, in dem Beobachtungen über Änderung der Geschwindigkeit gesammelt werden konnten, um Riemannsche Stoßwellen handelt, deren Geschwindigkeit von dem Druckverhältnis $\Delta p/p$ (Druckschwankung/Gesamtdruck) abhängt, und die der Laplaceschen Formel nicht gehorchen.

Nun hat allerdings Wiechert*) sich bemüht zu zeigen, daß die Rückkehr von Schallstrahlen an die Erde nach Überspringung der sogenannten Zone des Schweigens nicht daher rühren könne, daß die Schallwellen in der geringen Luftdichte der Stratosphäre zu Riemannschen Stoßwellen mit Überschallgeschwindigkeit würden. Unglücklicherweise hat er aber hierbei, wenn r die Entfernung bedeutet, eine Abnahme der Energie mit $1/r^2$ angesetzt, die Atmosphäre also als akustisch homogen behandelt, obgleich sich die Untersuchung doch gerade auf die Folgen der akustischen Inhomogenität bezieht.

Betrachten wir ohne Berücksichtigung der Erdkrümmung die Orte, wo die zur Erde zurückgekehrten Strahlen eintreffen, so hat sich bis dorthin die Energie proportional $\sim 1/r$ ausgebreitet. Die Ausbreitung dazwischen liegt irgendwo zwischen $1/r$ und $1/r^2$; jedenfalls nicht bei $1/r^2$. Genauerer läßt sich nicht angeben.

In jedem Fall bedeutet die Untersuchung Wiecherts keinen Beweis gegen die Umwandlung der Schallwellen in Riemannsche Stoßwellen in der Stratosphäre; das Verhältnis der Druckschwankung in der Schallwelle Δp zum Gesamtdruck p kann wachsen infolge der Ablenkung und Zusammendrängung der horizontal und flach abgehenden Schallstrahlen nach oben. Wiechert hoffte, mit seiner Untersuchung zeigen zu können, daß nur die Annahme hoher Temperatur in der oberen Stratosphäre zur Erklärung für die Rückkehr der Schallstrahlen an die Erde übrig bliebe.

Die Krakatau-Wellen zeigen, daß die Geschwindigkeit in der Stratosphäre mit der Zeit abnimmt, während sie nach der Laplaceschen Formel zeitlich konstant bleiben müßte. Sie sind also Riemannsche Stoßwellen mit übernormaler Geschwindigkeit, bei denen $\Delta p/p$ erst allmählich infolge Absorption abnimmt, und dies ermöglicht den Abstieg der Schallstrahlen zur Erde, bis $\Delta p/p$ zu klein geworden ist; während kein Wert von R oder T der Krakatau-Erfahrung entsprechen würde.

*) Bemerkungen über die anormale Schallausbreitung in der Luft. Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-Phys. Klasse, 1925.

2. Nach dem Krakatau-Ausbruch erschienen in 83 km Höhe Wolken (leuchtende, d. h. noch von Sonnenstrahlen getroffene Nachtwolken), die einige Jahre hindurch beobachtet wurden und in diesen Höhen einen Ostwind von 100 m/sec anzeigten. Bei Betrachtungen über Strahlung muß man sich also vergegenwärtigen, daß die Luftmassen in diesen Höhen etwa 24 Stunden hindurch ununterbrochen Strahlung von der Sonne erhalten und hierauf ebenso lange im Erdschatten sein müssen, wenn wir die immerhin mehrjährige Erfahrung verallgemeinern. Nehmen wir hypothetisch an, daß das Rotationsmoment dieser Luftmassen von den Tropen her erhalten blieb, so würden die Luftmassen sich dort mit einer ähnlichen Geschwindigkeit nach Westen bewegt haben, wie die Erdoberfläche nach Osten. Sie können also ununterbrochen lange Zeit hindurch in Äquatornähe der Sonnenstrahlung, und ebenso lange Zeit der Verdunkelung ausgesetzt gewesen sein.

3. Die Drucke, die in den verschiedenen Höhen herrschen können, werden durch die Voraussetzungen, von denen wir ausgehen, verschieden ausfallen, aber nur innerhalb enger Grenzen.

Die folgende Liste *) der Drucke in mm Quecksilber setzt oberhalb der Troposphäre eine Temperatur von $-55^{\circ}\text{C} = 218^{\circ}\text{abs.}$ voraus:

Höhe	0	20	40	60	80	100 km
Keine leichten Gase	760	41.7	1.9	0.087	0.0042	0.001
Wasserstoff, Helium	760	41.7	1.9	0.101	0.0175	0.0091
Wasserstoff und Geokoronium .	760	41.7	1.92	0.106	0.0192	0.0128

Wollen wir in 100 km Höhe, wo fast reiner Wasserstoff nach der zweiten Reihe vorhanden wäre, dessen Druckwirkung durch Wirkung der Temperatur vom Stickstoff ersetzen, so müssen wir die Molekulargewichte $\text{H}_2 = 2$, Stickstoff $= 28$ berücksichtigen. Wir müßten den Stickstoff auf das 14fache durch Erwärmen ausdehnen, und würden die absolute Temperatur $14 \cdot 218^{\circ} \sim 3000^{\circ}\text{abs.}$ erhalten **); der Versuch, den Wasserstoff abzulehnen und durch höhere Temperatur von Stickstoff oder Sauerstoff (O_2 , Molekulargewicht 32) oder atomarem Sauerstoff O (Molekulargewicht 16) zu ersetzen, ist also verfehlt. Bei Annahme von atomarem Sauerstoff müßte immer noch die Temperatur $8 \cdot 218 \sim 1600^{\circ}\text{abs.}$ betragen.

Vergleichen wir jetzt mit unserer Tabelle die Tabelle der maximalen Dampfspannung über Eis (E_{Eis}).

t	0	-10	-20	-30	-40	-50	-60
E_{Eis} . .	4.58	1.97	0.79	0.29	0.095	0.0293	0.0072

Die Kondensation bei 83 km Höhe nach dem Krakatau-Ausbruch ist zweifelsofre. Die Maximaldampfspannung muß also dort erreicht worden sein. Dies

*) Neben anderen Überlegungen entnommen aus „Vorlesungen über Physik der Atmosphäre“ von Alfred Wegener und Kurt Wegener. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

**) $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_2}{218}$; $\frac{v_2}{v_1} = 14$, also $T_2 = 14 \cdot 218$.

kann nur dann der Fall sein, wenn die Temperatur *höchstens* $-55^{\circ}\text{C} = 218^{\circ}\text{abs.}$ betrug, falls dort vorübergehend nach dem Krakatau-Ausbruch reiner Wasserdampf vorhanden war. Falls andere Gase beigemengt waren, was ich für wahrscheinlicher halte, ist die Temperatur tiefer anzusetzen. In keinem Fall höher, weil sonst der Maximaldruck des Dampfdruckes nicht erreicht werden konnte. Wir haben also zwischen 10 und 30 km Höhe Isothermie von $\sim -55^{\circ}\text{C}$ und finden die gleiche oder eine niedrigere Temperatur in 83 km Höhe.

Die Annahme einer Wasserstoff- und Geokoroniumsphäre wurde nicht nur durch das Daltonsche Gesetz nahegelegt, sondern wurde notwendig wegen der Lichterscheinungen. Das Leuchten eines Gases setzt einen bestimmten Minimaldruck voraus. In der Technik wird dieser erreicht durch Zufüllung eines Edelgases, das optisch nicht nachweisbar ist, und nur die Aufgabe hat, den Druck zu erhöhen. Leugnet man also die Wasserstoff- (und Geokoronium-) Sphäre, so ist es notwendig, sich mit der Frage auseinanderzusetzen, wie dann die für die Lichterscheinung notwendigen Drucke erhalten werden sollen. Solange man die Lichterscheinungen oberhalb 250 km Höhe anzweifeln konnte, kam man mit Wasserstoff allein aus. Die Störmerschen Messungen von Polarlichtern in 500 km machen die Annahme eines noch leichteren Gases (Geokoronium, Atomreste, H_1) in der Höhe plausibel.

Betrachten wir nun kurz, wie die glänzenden Entdeckungen der letzten Zeit (Regener, Götz, Dobson, Meetham u. a.) sich mit den älteren Erfahrungen zusammenfügen.

Wasserdampf muß wegen seines Molekulargewichtes 18 gegen 28 des Stickstoffs und 32 des Sauerstoffs nach dem Dalton'schen Gesetz bis weit in die Wasserstoffsphäre hinaufreichen. Er wird, was experimentell bekannt ist, durch ultraviolette Strahlung zerlegt in H_2 und O ; die Zunahme der ultravioletten Strahlung mit der Höhe ist gesichert, ebenso ist zweifellos Wasserdampf noch in der hohen Stratosphäre vorhanden (Kondensation bei 83 km!) und dieser Wasserdampf wird teilweise ebenso zweifellos zerlegt. Es muß also atomarer Sauerstoff in schwacher Beimengung da sein, und es kann sich Ozon bilden. Nach den Ozonmessungen würde der Ozongehalt in einer homogenen Atmosphäre von $8 \cdot 10^6$ mm eine Schicht von nur 3 bis 4 mm ausmachen.

Die grüne Polarlichtlinie wird, nach manchen anderen Erklärungsversuchen, jetzt aus atomarem Sauerstoff erklärt. Da möglicherweise der eine oder andere glauben wird, daß die Erklärung nach so vielen Irrwegen in dieser Frage erst noch einiger Bestätigung bedürfe, so sei darauf nachdrücklich hingewiesen, daß der atomare Sauerstoff in jedem Fall vorhanden sein muß, unabhängig von der Frage der grünen Linie, und daß die jetzige Erklärung der grünen Linie immerhin plausibel ist.

Am schwierigsten ist die Frage der allerdings nur ungenau bestimmten Höhenlage der Ozonschicht. Nimmt man an, daß das Ozon sich auf die gesamte Stratosphäre, wenigstens bis etwa 200 km, verteilt, so erhält man eine geringe Temperaturerhöhung, die in die praktisch isotherme Temperatur der Stratosphäre eingehen würde.

Mitteilungen

über die neuere Entwicklung des Thyssen-Gravimeters

Von Dr. St. v. Thyssen, Hannover — (Mit 1 Abbildung)

Neue Thyssen-Gravimeter sind gebaut worden, welche sich ebenfalls im Gelände bewährt haben. Über 400 Stationen sind bis zum 31. März 1935 vermessen worden. Der mittlere Fehler beträgt ± 0.5 mgal, die Temperaturempfindlichkeit liegt zwischen 0.1 und 1.0 mgal für 1°C , die Neigungsempfindlichkeit bei etwa 1 mgal für eine Neigung von $60''$.

Mit einem Gravimeter werden 60 bis 75 Stationen im Monat vermessen.

Kürzlich ist in dieser Zeitschrift¹⁾ eine Veröffentlichung von Dr.-Ing. A. Schleusener über „Messungen mit transportablen statischen Schweremessern“ erschienen, in welcher die ersten Meßergebnisse im Gelände mit dem neuen feldbrauchbaren Thyssen-Gravimeter der Seismos G. m. b. H. eingehend behandelt worden sind [siehe auch ^{2) 3) 4) 5) 6)}]. Seitdem sind für verschiedene Auftraggeber Messungen im Feld durchgeführt und weitere Erfahrungen bezüglich der Leistungsfähigkeit und Meßgenauigkeit des Geräts gesammelt worden⁷⁾. Ferner ist es gelungen, die Neigungsempfindlichkeit zu verringern.

Von Oktober 1934 bis März 1935 sind über 400 Gravimeterstationen in Nordwestdeutschland vermessen worden. Die Feldfähigkeit von vier Schweremessern neuerer Konstruktion konnte bei dieser Gelegenheit geprüft und bestätigt werden. Der mittlere Fehler einer Gravimetermessung mit den neuen Geräten ergab sich hierbei aus über zehn unausgeglichene Schleifen berechnet zu ± 0.5 mgal. Die Länge der vermessenen Schleifen liegt zwischen 40 und 300 km. Jede Schleife enthält 3 bis 15 verschiedene Meßpunkte. Als Beispiel sind hier drei Schleifenverbindungen von über 100 km Schleifenlänge von Punkten I. und II. Ordnung, die für die „Geophysikalische Reichsaufnahme“⁸⁾ vermessen wurden, wiedergegeben. Dabei ist besonders wichtig, daß die Unterteilung der Schleife 1 (205 km) zur Schleife 2 (215 km) Gewähr dafür bietet, daß es sich nicht um ein zufälliges Fehlerminimum handelt. Für die Meßpunkte wurden unausgeglichene Werte benutzt sowie auch alle Meßpunkte berücksichtigt.

Schleifen	Schleifenlänge km	Zahl der Messungen	Schluß- fehler Milligal	Mittlerer Fehler Milligal
1. Gifhorn—Weyhausen—Vorsfelde—Brome— Hankensbüttel—Uelzen—Unterlüß—Bergen —Altencelle—Uetze—Peine—Gifhorn . . .	205	11	+ 2.0	± 0.6
2. Mit Einschluß der Nebenschleifen über Rühren und Zweidorf—Rölsbüttel	215	14	+ 0.35	± 0.09
3. Gifhorn—Hankensbüttel—Unterlüß—Bergen —Altencelle—Gifhorn	130	5	— 0.2	± 0.09

Die Messungen erfolgten in den letzten Monaten nicht mehr im Freien, sondern in entsprechend umgebauten Personenkraftwagen, die früher nur zum Transport

verwendet wurden. Beobachter und Gerät brauchen den Wagen also nicht zu verlassen, was zur Einfachheit und Schnelligkeit der Feldarbeiten beiträgt. Das Gerät selbst wird hängend transportiert (siehe Abbildung).

Bei den Messungen wird das Stativ durch eine Öffnung (Klappe) im Boden des Kraftwagens versenkt und auf den Erdboden aufgestellt. Das Gerät wird dann daraufgesetzt und ist nach Horizontierung meßbereit. Selbstverständlich können auf solche Art schwer zugängliche Orte nicht vermessen werden. Das geringe Gewicht des Geräts von etwa 15 kg ermöglicht es in solchen Fällen ohne weiteres, dieses kleine oder größere Strecken zu tragen.

Bezüglich der Leistung der neuen Geräte können jetzt auf Grund der verhältnismäßig großen vermessenen Stationszahl einige genauere Angaben gemacht



Fig. 1. Das Thyssen-Gravimeter im Transport- und Meßwagen

werden. Mit zwei Geräten konnten im regelmäßigen Feldbetrieb 120 bis 150 verschiedene Stationen im Monat vermessen werden, von denen zur Kontrolle jeder Meßpunkt mindestens einmal wiederholt worden ist. Die Leistung eines Geräts ist also zur Zeit zu 60 bis 75 Stationen im Monat anzusetzen. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß bei fast allen bisherigen Messungen mit einem mittleren Stationsabstand von etwa 8 km gearbeitet wurde. Die Monatsleistung bei geringeren Stationsabständen (etwa 1 bis 1.5 km), wie dieses z. B. bei der Vermessung von Salzdomgebieten erforderlich wäre, wird demnächst festgestellt werden. Mehrere Monate anhaltende Geländearbeiten mit langen Transporten, teilweise auf sehr schlechten Wegen ließen keinen störenden Einfluß auf die Meßgenauigkeit und Zuverlässigkeit der Gravimetermessungen erkennen.

Die Temperaturempfindlichkeit ist auch bei den neuen Geräten als gering zu bezeichnen und liegt etwa zwischen 0.1 und 1.0 mgal für 1°C . Störende Einflüsse,

bedingt durch Schwankungen der Außentemperatur sowie durch elastische Nachwirkung, hatten auf die Zuverlässigkeit und Genauigkeit der Ergebnisse keinen Einfluß. Die Neigungsempfindlichkeit, welche bei dem ersten feldfähigen Gerät Th III noch recht beträchtlich war, konnte bei den neuen Geräten verringert werden. Die Neigungsempfindlichkeit kann auf etwa 60 sec pro 1 mgal eingestellt werden. Für den Feldbetrieb bedeutet dieses einen wesentlichen Fortschritt.

Literatur

¹⁾ A. Schleusener: Messungen mit transportablen statischen Schweremessern. Zeitschr. f. Geophys. **8** (1934).

²⁾ St. v. Thyssen u. A. Schleusener: Ein neuer Schweremesser. Öl und Kohle **2**, Heft 8 (1934).

³⁾ A. Berroth: Erprobung des Schweremessers von Thyssen. Berg- u. Hüttenmänn. Zeitschr. „Gückauf“ Nr. 45, S. 34.

⁴⁾ J. E. Barnitzke: Über den neuen Schweremesser von Thyssen. Pumpen- u. Brunnenbau, Bohrtechnik Nr. 4 (1935).

⁵⁾ St. v. Thyssen: Das neue Gravimeter der Seismos G. m. b. H. Hannover, zur Aufsuchung und Begrenzung unterirdischer Dichtestörungen. Petroleum **31**, Nr. 5 (1935).

⁶⁾ D. C. Barton: Comment in Oil Weekly Nr. 13 (1935).

⁷⁾ St. v. Thyssen: Messungen mit einem statischen Schweremesser in Norddeutschland. Erscheint demnächst: Gerlands Beitr. f. Geophys., Mai 1935.

⁸⁾ A. Berroth: Gesichtspunkte zum neuen Plan der gravimetrischen Reichsaufnahme. Öl u. Kohle, Heft 1 (1935).

Bericht über ein Erdbeben, gefühlt an Bord des Dampfers Aachen (Norddeutscher Lloyd) vor Iquique

Von C. Grube, Kapitän

Dampfer „Aachen“ lag auf Iquique Reede vor beiden Ankern mit 60 Faden Kette und Heckleinen an der Boje fest. — Der mittlere Tiefgang war etwa 23 Fuß. Am 4. Dezember um 17.25 Uhr MGZ (13.25 M Chile Sommerzeit) wurde ein Erdbebenstoß gespürt, der etwa 30 sec dauerte. Es gingen starke Erschütterungen durch das Schiff, vergleichbar denjenigen, die ein plötzliches Vollrückwärtsgehen bei einem Schiff in Ballast verursachen würde. Um 17.26 Uhr MGZ wurde ein zweiter Stoß von kürzerer Dauer und geringerer Stärke wahrgenommen. Von Bord aus konnte beobachtet werden, daß an Land an verschiedenen Stellen Geröllmassen in Bewegung kamen und abstürzten. An der Wasseroberfläche konnte keine Veränderung bemerkt werden. Einzelheiten über die Wirkung an Land waren nicht in Erfahrung zu bringen, doch sollen Erdbebenstöße dieser Art häufig vorkommen. Das Schiff lag mit dem Heck etwa 750 m vom Lande ab. Die Wassertiefe am Liegeplatz war 20 m.

**Vorträge, gehalten auf der XI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,
am 13. bis 15. September 1934 in Pyrmont**

**Verzeichnis der im Jahre 1934 mit dem Statischen Schwere-
messer auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland ge-
messenen Schwerewerte**

Von **H. Haalek**, Potsdam

Die folgenden Tabellen enthalten eine Zusammenstellung der Werte für die Schwerebeschleunigung an 316 Stationen, welche mit Hilfe des Statischen Schwere-
messers gefunden wurden. Im Hinblick darauf, daß die Messungen mit dem ersten
für praktische Feldmessungen geeigneten einfachen Instrument ausgeführt wurden
und in erster Linie Versuchszwecken und der praktischen Erprobung dienten,
kann ein Teil der Messungswerte nur als vorläufiges Ergebnis bezeichnet werden.
Das gilt in erster Linie für die Messungen auf See. Ich habe daher auch nur
solche Stationen berücksichtigt, an welchen die Resultate entweder durch
Wiederholungen oder aus dem Charakter der betreffenden Messungsreihe als
hinreichend gesichert angesehen werden konnten. Angeschlossen wurden die
Messungen an den Schwerewert von Potsdam und zwar nicht unmittelbar,
sondern durch Anschluß an die auf dem Meßprofil bzw. in deren Nähe liegender
(bei Messungen auf fahrenden Schiffen) Pendelstationen. Die Reduktionen sind
aus den Tabellen ersichtlich; dem normalen Schwerewert γ_0 im Meeresniveau
liegt die Helmertsche Formel von 1901 zugrunde.

A. Messungen auf der Nord- und Ostsee

Über die Frage des Anschlusses der Messungen auf See an Pendelstationen
vgl. Heft 1 dieser Zeitschrift, S. 55. Es ist demnach möglich, daß die Gesamtheit
der Werte einer Messungsreihe um einen Betrag zu hoch oder zu niedrig ist; ver-
mutlich handelt es sich aber nur um sehr kleine Beträge. Im allgemeinen wird
der mittlere Fehler der angegebenen mittleren Schwerewerte kleiner als ± 5 mgal
sein; doch ist es möglich, daß in einzelnen Teilen auch eine etwas größere Un-
sicherheit vorhanden ist. Bei den auf fahrenden Schiffen gemessenen Schwere-
profilen ist ferner zu beachten, daß die angegebenen Schwerewerte nicht wie bei
Messungen auf festem Lande den Schwerewert an dem betreffenden Ort be-
deuten, sondern *den mittleren Wert der Schwerkraft längs einer längeren Wegstrecke*.
Der Abstand der angegebenen Schwerestationen auf der Nord- und Ostsee be-
trägt etwa 7.5 km.

1. Meßstrecke Neuwerk—Amrum-Bank

In dem ersten Teil dieser Meßstrecke von der Elbmündung bis vor Helgoland streuen die einzelnen Meßwerte beträchtlich; doch kommt eine positive Schwere-störung sowohl bei der Hin- als auch bei der Rückfahrt in den Messungsergebnissen zum Ausdruck.

Tabelle 1. Meßstrecke Neuwerk—Amrum-Bank

Nr.	λ	φ	Normaler Schwere- wert γ_0 981	Gemessener Schwere- wert g 981	Schwere- störung $g'' - \gamma_0$ (in mgal)	Bemerkungen
1	8° 24'	54° 0'	418	430	+ 12	F. S. Elbe II
2	18	1	419	432	+ 13	} F. S. Elbe I
3	13	3	423	431	+ 8	
4	9	6	426	426	0	
5	6	10	432	427	— 5	Steingrund-Helgoland
6	3	13	437	430	— 7	
7	8° 0	17	442	436	— 6	
8	7° 58	21	448	443	— 5	
9	56	24	452	446	— 6	Amrum-Bank
10	54	28	458	450	— 8	
11	53	32	464	456	— 8	

2. Meßstrecke Kattegat—Sund—Hanö-Bucht

Dieser Abschnitt lieferte durch die Messungen auf der Hin- und Rückfahrt die am meisten gesicherten Messungsergebnisse; aus der Wiederholung ergab sich ein mittlerer Fehler von etwa \pm knapp 3 mgal. Angeschlossen wurden die Mes-sungen durch die Pendelstationen Kronborg und Dragoer (bzw. Kopenhagen) an die Zentralstation Dänemarks (Geodätisches Institut Kopenhagen) mit dem auf das Potsdamer System bezogenen Schwerewert von 981, 553*). Nach der neuen Messung von Schmehl ergibt sich in Übereinstimmung mit dem von Borrass in seinem Schwerebericht für die dänische Bezugsstation angegebenen Wert (durch Übertragung der Messung in Buddinge auf die Station des Geodätischen In-stituts) ein Schwerewert von 981, 558**). Sollte der letztere Wert sich als der richtigere erweisen, so sind also die Meßwerte der Tabelle 2 sämtlich um 5 mgal zu erhöhen.

3. Meßstrecke im Finnischen Meerbusen von Kap Tachkona bis Kotka

Der von Revalstein bis Kotka doppelt gemessene Abschnitt zeigt auch im durchschnittlichen Verlauf einige Abweichungen voneinander, welche 10 mgal übersteigen. Es ist daher möglich, daß die Messungsunsicherheit des Mittelwertes in einzelnen Abschnitten auch etwas über \pm 5 mgal liegt.

*) Den Danske Gradmaaling, Ny Raekke, Hefte Nr. 18, Kopenhagen 1923, S. 51.

**) Verhandlungen Balt. Geodätischen Kommission Helsinki 1933, S. 144.

Tabelle 2. Meßstrecke Kattegat—Sund—Hanö-Bucht

Nr.	λ	φ	Normaler Schwere- wert γ_0 981	Gemessener Schwere- wert g 981	Schwere- störung $g'_0 - \gamma_0$ (in mgal)	Bemerkungen
1	12° 17'	56° 25'	623	656	+ 33	
2	20	22	619	652	+ 33	
3	23	18	613	644	+ 31	Kullen
4	27	14	608	637	+ 29	
5	30	10	602	625	+ 23	
6	34	7	598	615	+ 17	
7	39	4	594	605	+ 11	} Kronborg
8	39	0	588	593	+ 5	
9	39	55° 56	583	583	+ 0	
10	41	51	576	571	— 5	} Lousflak
11	42	47	570	569	— 1	
12	42	43	564	567	+ 3	} Kopenhagen
13	42	39	559	561	+ 2	
14	42	35	553	551	— 2	Dragoer
15	42	31	547	541	— 6	
16	42	27	542	539	— 3	
17	42	23	536	541	+ 5	
18	42	19	531	541	+ 10	} Falsterboe F. S.
19	50	16	526	537	+ 11	
20	57	16	526	532	+ 6	
21	13° 4	16	526	527	+ 1	
22	11	17	528	525	— 3	
23	18	17	528	526	— 2	} Smyge Huk
24	25	18	529	530	+ 1	
25	32	18	529	528	— 1	
26	39	19	531	528	— 3	
27	46	19	531	530	— 1	} Ystad
28	53	20	532	536	+ 4	
29	14° 0	20	532	548	+ 16	
30	8	20	532	556	+ 24	} Sandhammaren
31	15	21	533	563	+ 30	
32	21	23	536	571	+ 35	
33	28	25	539	577	+ 38	} Smrishamn
34	34	27	542	580	+ 38	
35	40	29	545	578	+ 33	
36	46	31	547	573	+ 26	
37	53	33	550	569	+ 19	
38	59	35	553	569	+ 16	

Tabelle 3. Meßstrecke im Finnischen Meerbusen Kap Tachkona—Kotka

Nr.	λ	φ	Normaler Schwere- wert γ_0 981	Gemessener Schwere- wert g 981	Schwere- störung $g'' - \gamma_0$ (in mgal)	Bemerkungen
1	22° 30'	59° 10'	848	838	— 10	Kap Tachkona
2	37	12	851	846	— 5	
3	44	14	853	854	+ 1	
4	51	16	856	862	+ 6	
5	58	18	859	871	+ 12	
6	23° 5	20	861	880	+ 19	} Odensholm
7	12	22	864	888	+ 24	
8	19	24	867	897	+ 30	
9	26	25.5	869	902	+ 33	
10	34	27	871	906	+ 35	
11	42	28.5	873	907	+ 34	} Baltischport
12	50	30	875	905	+ 30	
13	58	32	877	899	+ 20	
14	24° 6	34	880	885	+ 5	
15	14	36	883	873	— 10	
16	22	38	885	865	— 20	} Reval
17	30	40	888	863	— 25	
18	37	42	890	864	— 26	
19	44	44	893	868	— 25	
20	52	46	896	876	— 20	
21	25° 0	47.5	898	883	— 15	Kokskär
22	4	49	900	887	— 13	} Helsingfors
23	8	50	901	887	— 14	
24	11	51	902	887	— 15	
25	15	52.5	904	888	— 16	
26	19	53.5	905	886	— 19	
27	22	55	907	887	— 20	} Hogland
28	26	56	909	887	— 22	
29	30	57.5	911	890	— 21	
30	33	58.5	912	893	— 19	
31	37	60° 0	914	897	— 17	
32	41	1.5	916	900	— 16	} Haapasaari
33	44	3	918	903	— 15	
34	48	4	919	902	— 17	
35	52	5	921	902	— 19	
36	55	6	922	899	— 23	
37	59	9	926	900	— 26	} Kotka
38	27° 0	13	931	904	— 27	
39	0	17	936	909	— 27	
40	26° 59	21	941	916	— 25	
41	57	25	945	920	— 25	
42	56	27	949	923	— 26	

B. Messungen in Norddeutschland

4. Meßprofil Potsdam—Celle

Die auf festem Lande ausgeführten Messungen wurden mehrfach wiederholt, wenn auch noch nicht so oft, wie es für eine genaue Landesvermessung nötig ist;

Tabelle 4. Meßprofil Potsdam—Celle

Nr.	Station	λ	φ	Höhe NN (in m)	Freiluftreduktion (in mgal)	Bouguer'sche Reduktion ($\sigma=2.0$) (in mgal)	Normaler Schwerewert γ_0	Anzahl d. Messungen	Gemessener Schwerewert g	Schwerestörung (in mgal) $g'' - \gamma_0$	
							981		981	Statischer Wert	Pendelwert
1	Potsdam (Geod. Institut)	13° 4.0'	52° 23.0'	87.0	26.9	7.3	277.3	3	277.5	+ 19.8	+ 18.2
2	Potsdam (Art.-Kas.)	3.4	26	51	15.7	4.3	281.1	3	286.5	+ 16.8	+ 16.4
3	Wildpark (Südtor)	12° 59.7	22.2	35	10.8	2.9	276.1	3	283.9	+ 15.7	
4	Werder	56	23	52	16.0	4.4	277.3	3	283.5	+ 17.8	+ 20.4
5	Plessow	52.2	23	39	12.1	3.3	277.3	3	283.4	+ 14.9	
6	Gr. Kreuz	48.3	24.1	32	9.9	2.7	278.8	3	284.8	+ 13.2	
7	Götz	43.8	24.6	32	9.9	2.7	279.6	3	286.8	+ 14.4	
8	Gollwitz	38.7	24.7	30	9.3	2.5	279.7	3	283.5	+ 10.6	
9	Brandenburg	35.6	24.3	30.5	9.4	2.5	279.1	3	283.1	+ 10.9	
10	Quenz-Brücke	29.6	25	33.0	10.2	2.8	280.2	3	285.2	+ 12.4	
11	Plaue	25.6	24.6	32	9.9	2.7	279.6	3	286.1	+ 13.7	
12	Woltersdorf	22.2	24.6	32.7	9.9	2.7	279.6	3	281.4	+ 9.0	
13	Vehlen	18.4	24.7	32	9.9	2.7	279.8	3	282.3	+ 9.7	
14	Dunkelforth	13.8	24.8	34.5	10.7	2.8	279.9	3	279.4	+ 7.4	
15	Genthin	10.5	24.3	36	11.3	3.0	279.1	3	276.6	+ 5.8	
16	Altenplathow	8.4	25.5	35	10.8	2.9	280.9	3	278.9	+ 5.9	
17	Scharteuke	6.4	27.3	35	10.8	2.9	283.4	3	284.5	+ 9.0	
18	Jerichow	2	29.6	38	11.8	3.2	286.8	3	286.6	+ 8.4	
19	Fischbeck	0.8	32.1	32	9.9	2.7	290.4	3	287.9	+ 4.7	
20	Tangermünde I	11° 59.7	33.3	37	11.5	3.1	292.2	4	283.2	— 0.6	
21	Tangermünde II	57.5	32.2	39	12.1	3.3	290.5	5	279.1	— 2.6	
22	Bölsdorf	55.7	31.0	35	10.8	2.9	288.8	4	273.1	— 7.8	
23	Buch	55.2	29.4	35	10.8	2.9	286.6	3	270.1	— 8.6	
24	Weißewarthe	53.5	28.0	37	11.5	3.1	284.5	3	272.8	— 3.3	
25	Briest	50.9	26.6	38	11.8	3.2	282.5	3	273.0	— 0.9	
26	Väthen (Tangerhütte)	48.0	26.4	41	12.6	3.5	282.2	4	270.0	— 3.1	— 1.9
27	Uchtdorf	44.3	25	42.1	12.9	3.6	280.2	5	276.1	+ 5.2	
28	Burgstall	41.1	24.8	52.0	16.0	4.4	280.0	4	274.2	+ 5.8	
29	Dolle	37.7	25.3	68.8	21.3	5.8	280.6	5	277.8	+ 12.7	
30	Salchau	34.5	27	105.5	32.4	8.9	283.0	4	269.3	+ 9.8	
31	Theerhütte	31.9	28	89.0	25.3	7.5	284.5	1	266.9	+ 0.2	
32	Zienau I	29.5	29.2	89	27.4	7.5	286.3	1	260.2	— 6.2	} unsicher
33	Zienau II	27.5	30.1	69	21.3	5.8	287.5	1	275.3	+ 3.3	
34	Zienau III	25.3	31.1	47.5	14.5	4.1	288.9	1	280.7	+ 2.2	
35	Gardelegen	22.7	31.6	52.7	16.3	4.4	289.7	2	286.7	+ 8.9	

Tabelle 4. (Fortsetzung)

Nr.	Station	λ	φ	Höhe NN (in m)	Freiluftreduktion (in mgal)	Bouguersche Reduktion ($\sigma = 2,0$) (in mgal)	Normaler Schwere- wert γ_0	Anzahl d. Messungen	Gemessener Schwerewert g	Schwerestörung (in mgal) $g'' - \gamma_0$	
										Statischer Wert	Pendelwert
36	Weteritz	11° 20.3'	52° 30.9'	64.4	19.7	5.3	288.7	2	287.1	+ 12.8	
37	Solpke	18.4	30.8	64.0	19.7	5.3	288.5	1	299.2	+ 25.1	
38	Wernitz	14.7	29.6	58.0	17.9	4.9	286.9	1	310.9	+ 37.0	
39	Mieste	11.5	28.5	58.0	17.9	4.9	285.1	1	310.2	+ 38.1	
40	Miesterhorst	8	28	57.5	17.9	4.9	284.5	1	309.2	+ 37.7	
41	Taterberg	6	28.1	57.5	17.9	4.9	284.6	1	309.2	+ 37.6	
42	Bergfriede	4.1	27.2	62.0	19.1	5.2	283.3	2	313.0	+ 43.6	+ 45.3
43	Niendorf	2	26.3	58.3	18.0	4.9	282.0	1	310.2	+ 41.3	
44	Weddendorf	0.4	26.2	61.2	18.9	5.1	281.9	1	310.8	+ 42.7	
45	Büstedt (Öbisfelde)	10° 59.1	25.3	70.2	21.6	5.9	280.6	1	308.6	+ 43.7	
46	Velpke	56.7	24.5	71.7	22.2	6.1	279.4	2	301.0	+ 37.7	+ 40.3
47	Danndorf	55.1	25.4	72.2	22.2	6.1	280.7	2	307.2	+ 42.6	
48	Vorsfelde I	52.4	25.9	60.2	18.5	5.0	281.4	3	304.2	+ 36.3	
49	Vorsfelde II	51	26.1	60.0	18.5	5.0	281.8	5	301.9	+ 33.6	+ 30.8
50	Wolfsburg	49.1	26.5	61.7	19.0	5.2	282.3	4	302.6	+ 34.1	
51	Kästorf	46.6	27	58.0	18.4	4.9	283.0	4	297.3	+ 27.8	
52	Warmenau	44.2	27.7	56.3	17.4	4.8	284.1	4	302.9	+ 31.4	
53	Osloß	40.5	28.4	56.0	17.3	4.8	285.1	4	300.4	+ 27.8	
54	Dannenbüttel	37.8	29.6	54	16.6	4.5	286.8	4	304.5	+ 29.8	
55	Neuhaus	35.5	29.9	54	16.6	4.5	287.3	4	298.4	+ 23.2	
56	Gifhorn	32.6	29	56.4	17.3	4.7	286.0	4	283.5	+ 10.1	+ 10.8
57	Neubockel I	29.4	29.1	52.3	16.0	4.4	286.0	1	287.7	+ 13.3	
58	Neubockel II	26.2	28.9	53.0	16.3	4.4	285.8	2	287.5	+ 13.6	
59	Meinersen I	24.3	28.7	53.0	16.3	4.4	285.5	1	282.4	+ 8.8	
60	Meinersen II	21.9	28.6	52.7	16.2	4.4	285.3	2	278.1	+ 4.6	
61	Hardesse	19	29.2	51.8	16.0	4.4	286.2	2	280.3	+ 5.7	
62	Kreuzkrug	16	28.7	50.5	15.6	4.3	285.6	2	279.9	+ 5.6	
63	Bröckel I	14.4	29.6	48.7	15.1	4.1	286.8	2	283.2	+ 7.4	
64	Bröckel II	13	31.6	44.5	13.7	3.9	289.7	2	286.6	+ 6.7	
65	Schepelse	12.8	32.4	43.7	13.4	3.7	290.9	1	282.2	+ 1.0	
66	Kl. Eiklingen	10.5	33	42.9	13.2	3.6	291.7	2	282.8	+ 0.7	
67	Flackenhorst	7.9	34.3	41.0	12.6	3.5	293.6	2	286.2	+ 1.7	
68	Burg	7	35.5	40.0	12.3	3.4	295.3	1	294.9	+ 8.5	
69	Altenzelle	6.2	36.5	39.2	12.1	3.3	296.8	2	302.5	+ 14.5	
70	Celle I	4.8	37.6	40.8	12.6	3.5	298.4	3	301.8	+ 12.5	+ 13.3
71	Celle II	2.3	36.3	38.0	11.8	3.2	296.5	3	300.7	+ 12.8	
72	Hambühren	9° 59.7	37.9	37.0	11.5	3.1	298.9	3	294.9	+ 4.4	
73	Oldau I	55.7	38.1	39.5	12.2	3.4	299.2	4	291.9	+ 1.5	+ 0.2
74	Oldau Ia	55.7	37.6	38.5	12.0	3.3	298.0	1	291.5	+ 2.2	
75	Oldau II	55.6	37.1	37.5	11.6	3.2	297.7	3	293.0	+ 3.7	+ 6.5
76	Oldau III	55.6	36.6	40.0	12.3	3.4	297.0	4	296.8	+ 8.7	+ 10.2
77	Oldau IV	55.6	36.0	38.0	11.8	3.2	296.1	4	300.5	+ 13.0	+ 11.6
78	Oldau V	55.3	35.6	38.0	11.8	3.2	295.5	3	301.7	+ 14.8	+ 12.8

die Pendelwerte an den Stationen, an welche die Messungen direkt angeschlossen wurden, sind in der Tabelle mit angegeben. Der mittlere Fehler liegt im allgemeinen bei ± 2 mgal, zum Teil darunter; doch ist an einzelnen Punkten, besonders an solchen, die nicht bzw. nur einmal wiederholt wurden, die Messungsunsicherheit etwas größer.

5. Meßprofil auf der Havel und Elbe, von Spandau bis zur Elbmündung

Die Abschnitte Hamburg—Havelmündung und Plaue—Nedlitz sind doppelt, die Abschnitte Werben—Bittkau (Plauer Kanal)—Plaue, Werben—Rathenow (Havel)—Plaue und Nedlitz—Spandau sind einfach, das Stück Hamburg—Neuwerk dagegen vierfach durchgemessen worden. Am wenigsten gesichert sind die Messungswerte in dem Abschnitt Hamburg—Boizenburg.

Tabelle 5. Meßprofil auf der Havel und Elbe von Spandau bis zur Elbmündung

Nr.	Station	λ	φ	Höhe NN (in m)	Freiluft- reduktion	Bouguer'sche Reduktion ($\sigma = 2.0$)	Normaler Schwere- wert γ_0	Gemessener Schwere- wert γ	Schwerestörung (in mgal) $\gamma'' - \gamma_0$	Bemerkungen
1	Spandau	13° 12'	52° 31.7'	30	9.3	2.5	289	287	+ 5	Havel ↓
2	Pichelsdorf	12	30.3	30	9.3	2.5	288	286	+ 5	
3	Gatow	11.5	29.2	30	9.3	2.5	286	287	+ 7	
4	Schwanenwerder	10	27.3	30	9.3	2.5	283	286	+ 9	
5	Pfaueninsel	8.0	26.6	29	9.0	2.5	282	288	+ 12	
6	Sakrow	6.1	25.6	29	9.0	2.5	281	290	+ 15	
7	Artillerie-Kaserne	4.3	25.8	29	9.0	2.5	281	290	+ 15	
8	Nedlitz	2.9	26.5	29	9.0	2.5	282	291	+ 15	
9	Gut Bornim	0.8	26.7	29	9.0	2.5	283	289	+ 13	
10	Marquardt	12° 57.8	27.2	29	9.0	2.5	283	288	+ 11	
11	Göttin	54.6	27.6	29	9.0	2.5	284	287	+ 10	
12	Paretz	52.3	27.8	29	9.0	2.5	284	287	+ 9	
13	Ketzin	50.2	28.8	29	9.0	2.5	286	287	+ 8	
14	Trebel-See	48.0	28.3	29	9.0	2.5	285	284	+ 6	
15	Deetz	45.6	27.2	29	9.0	2.5	283	283	+ 6	
16	Zgl. Götz	42.1	26.8	29	9.0	2.5	283	281	+ 5	
17	Saaringen	40.0	26.5	29	9.0	2.5	282	282	+ 6	
18	Kl. Kreuz	37.4	25.8	28	8.7	2.4	281	280	+ 5	
19	Brandenburg	34.9	25.3	28	8.7	2.4	281	280	+ 6	
20	Silobücke	30.8	25.3	28	8.7	2.4	280	283	+ 9	
21	Plauerhof	28.1	24.3	28	8.7	2.4	279	284	+ 11	
22	Plaue	25.5	24.6	28	8.7	2.4	280	286	+ 13	
23	Briest	25.5	26.7	28	8.7	2.4	283	292	+ 16	
24	Tieckow	27.0	28.4	28	8.7	2.4	285	295	+ 16	
25	Pritzerbe	27.3	29.8	28	8.7	2.4	287	298	+ 17	
26	Bahnitz	24.5	30.0	27	8.4	2.3	287	299	+ 18	
27	Döberitz	21.9	30.9	27	8.4	2.3	289	300	+ 18	
28	Premnitz	20	31.8	27	8.4	2.3	290	302	+ 18	
29	Mögelin	18.8	33.5	27	8.4	2.3	293	304	+ 18	

Tabelle 5. (Fortsetzung)

Nr.	Station	λ	φ	Höhe NN (in m)	Freiluft- reduktion	Bonguorsche Reduktion ($\sigma = 2.0$)	Normaler Schwere- wert γ_0 981	Gemessener Schwere- wert γ 981	Schwerestörung (in mgal) $\gamma'' - \gamma_0$	Bemerkungen
30	Rathenow.	12° 19.8'	52° 36.5'	27	8.4	2.3	297	309	+ 18	
31	Göttlin.	19.2	38.1	26	8.1	2.2	299	311	+ 18	
32	Hohennauen. . . .	20.0	39.6	26	8.1	2.2	301	312	+ 17	
33	Grütz.	16.9	39.9	26	8.1	2.2	302	312	+ 16	
34	Schollene.	14.2	40.8	25	7.7	2.1	303	313	+ 15	
35	Molkenberg. . . .	13.2	42.0	25	7.7	2.1	305	313	+ 14	
36	Gülpe.	12.5	43.6	25	7.7	2.1	307	320	+ 18	
37	Strodehne.	12.5	45.3	24	7.4	2.0	310	325	+ 21	
38	Kuhlhausen. . . .	13.2	47.5	24	7.4	2.0	313	330	+ 23	
39	Vehlgast.	11.2	48.0	24	7.4	2.0	314	333	+ 25	
40	Jederitz.	7.7	48.8	24	7.4	2.0	315	335	+ 26	
41	Havelberg.	4.6	49.6	23	7.1	1.9	316	338	+ 27	
42	Toppeln.	3.3	50.8	23	7.1	1.9	318	339	+ 26	
43	Nitzow.	2.9	52.9	23	7.1	1.9	321	341	+ 25	
44	Wend-See.	24	24	28	8.7	2.4	279	280	+ 8	Plauer Kanal
45	Neu-Woltersdorf. .	21.5	23.5	30	9.3	2.5	278	280	+ 9	↓
46	Kade.	17	24	30	9.3	2.5	279	281	+ 9	
47	Dunkelforth. . . .	13.5	25	30	9.3	2.5	280	283	+ 10	
48	Genthin.	10	25	30	9.3	2.5	280	283	+ 10	
49	Altenplathow. . . .	7.5	25	30	9.3	2.5	280	281	+ 8	
50	Seedorf.	4	24.5	30	9.3	2.5	279	281	+ 8	
51	Bittkau.	11° 58	24.5	31	9.6	2.6	279	275	+ 3	Elbe
52	Ferchland.	12° 0	26.5	30	9.3	2.5	282	276	0	↓
53	Schelldorf.	11° 59.5	28.5	30	9.3	2.5	285	277	— 1	
54	Bölsdorf.	58	31	29	9.0	2.5	289	279	— 3	
55	Tangermünde. . . .	59.5	33	29	9.0	2.5	292	283	— 2	
56	Hämerten.	12° 0	35.5	28	8.7	2.4	295	287	— 2	
57	Storkau.	0.5	37	27	8.4	2.3	298	290	— 1	
58	Lübars.	1.0	39	27	8.4	2.3	301	295	+ 1	
59	Arneburg.	1	40.5	26	8.1	2.2	303	301	+ 4	
60	Dalchau.	1.5	42.5	26	8.1	2.2	306	307	+ 7	
61	Schönfeld.	2.5	44	25	7.7	2.1	308	310	+ 8	
62	Wulkau.	2.5	46	25	7.7	2.1	311	316	+ 11	
63	Sandau.	2	48.5	24	7.4	2.0	314	324	+ 15	
64	Räbel.	2	50	23	7.1	1.9	317	332	+ 21	
65	Neu-Werben. . . .	1.5	52.5	23	7.1	1.9	320	338	+ 23	
66	Werben.	11° 59.4	52.7	22	6.8	1.9	321	340	+ 24	Havelmünd.
67	Quitzeöbel.	57.6	52.9	22	6.8	1.9	321	339	+ 23	Elbe
68	Abbandorf.	54.5	53.6	21	6.5	1.8	322	337	+ 20	↓
69	Gnevsdorf.	52.7	54.5	20	6.2	1.7	324	336	+ 17	
70	Kl. Holzhausen. . .	49.9	54.8	20	6.2	1.7	324	334	+ 15	
71	Bälow.	50.7	56.4	20	6.2	1.7	326	335	+ 14	
72	Hinzdorf.	48.9	57.6	19	5.9	1.6	328	336	+ 13	

Tabelle 5. (Fortsetzung)

Nr.	Station	λ	φ	Höhe NN (in m)	Frei- luft- reduktion	Bouguer- sche Reduktion ($\sigma = 2.0$)	Normaler Schwere- wert γ_0	Gemessener Schwere- wert g	Schweres- törung (in mgal) $g_0 - \gamma_0$	Bemerkungen
73	Losenrade.	11 ^o 46.6'	52 ^o 58.5'	19	5.9	1.6	329	339	+ 14	
74	Wittenberge	44.9	59.4	19	5.9	1.6	330	342	+ 16	
75	Wahrenberg.	41.2	59.1	18	5.6	1.5	330	345	+ 19	
76	Müggendorf	39.6	53 ^o 0.5	17	5.3	1.4	332	350	+ 22	
77	Cumlosen	38.6	2.0	17	5.3	1.4	334	353	+ 23	
78	Jagel.	36.8	2.5	17	5.3	1.4	335	353	+ 22	
79	Schnackenburg . . .	33.0	2.4	16	5.0	1.3	335	352	+ 21	
80	Holtorf.	31.2	2.9	15	4.6	1.2	336	352	+ 20	
81	Pevestorf	29.0	3.9	14	4.3	1.1	337	353	+ 19	
82	Lenzen	27.1	4.8	14	4.3	1.1	338	352	+ 17	
83	Mödlitz.	24.1	4.4	14	4.3	1.1	338	350	+ 16	
84	Gorleben	21.6	3.4	13	4.0	1.0	336	347	+ 14	
85	Kietz	19.3	4.2	13	4.0	1.0	337	347	+ 13	
86	Unbesandten	17.6	5.1	13	4.0	1.0	338	348	+ 13	
87	Baarz	16.1	6.4	12	3.7	1.0	340	350	+ 12	
88	Dömitz	14.7	8.3	12	3.7	1.0	343	352	+ 12	
89	Damnatz	11.0	8.4	11	3.4	0.9	343	353	+ 12	
90	Wehningen	10	9.9	11	3.4	0.9	346	354	+ 11	
91	Bohnenburg.	7.8	10.0	10	3.1	0.8	346	354	+ 11	
92	Strachau	6.6	6.8	10	3.1	0.8	341	349	+ 10	
93	Hitzaeker.	3.1	7.4	10	3.1	0.8	342	349	+ 9	
94	Prilipp	1.0	8.8	10	3.1	0.8	344	350	+ 8	
95	Tiesmesland.	10 ^o 59.1	11.6	9	2.8	0.8	348	353	+ 7	
96	Drethem	57.8	12.3	9	2.8	0.8	349	354	+ 7	
97	Vockfei.	55.8	13.3	8	2.5	0.7	350	356	+ 8	
98	Darchau	53.5	14.2	8	2.5	0.7	352	359	+ 9	
99	Viehle	50.4	15.5	7	2.2	0.6	354	363	+ 11	
100	Wohld	48.9	16.0	7	2.2	0.6	354	365	+ 12	
101	Stiepelse	48.1	17.3	6	1.9	0.5	356	367	+ 12	
102	Bleckede	44.8	18.0	6	1.9	0.5	357	368	+ 12	
103	Radegast	44.3	20.6	6	1.9	0.5	361	371	+ 12	
104	Boizenburg	42.0	22.3	5	1.5	0.4	363	373	+ 11	
105	Barförde	38.2	22.3	5	1.5	0.4	363	375	+ 13	
106	Sassendorf	35	21.7	4	1.2	0.3	363	376	+ 14	
107	Lauenburg	32.5	22.3	4	1.2	0.3	363	376	+ 14	
108	Artlenburg	29.5	22.8	4	1.2	0.3	364	377	+ 14	
109	Avendorf	27.4	23.5	3	0.9	0.2	365	379	+ 15	
110	Tesperhude	25.3	24.1	3	0.9	0.2	366	380	+ 15	
111	Geesthacht	22.3	25.7	3	0.9	0.2	368	384	+ 17	
112	Schwinde	19.4	25.7	2	0.6	0.2	368	386	+ 18	
113	Elbstorf	17.2	25.5	2	0.6	0.2	368	387	+ 19	
114	Drage	15.4	25.0	2	0.6	0.2	367	387	+ 20	
115	Ost-Krauel	14.1	23.7	2	0.6	0.2	365	386	+ 21	
116	Zollenspieker	11.4	24	2	0.6	0.2	366	386	+ 21	
117	Hoopte	9.4	24.4	2	0.6	0.2	366	387	+ 21	

Tabelle 5. (Fortsetzung)

Nr.	Station	λ	φ	Höhe NN (in m)	Freiluft- reduktion	Bouguer- reduktion ($\sigma = 2.0$)	Normaler Schwere- wert γ_0 981	Gemessener Schwere- wert g 981	Schwerestörung (in mgal) $g_0 - \gamma_0$	Bemerkungen
118	Wuhlenburg	10° 7.0'	53° 25.6'	2	0.6	0.2	368	387	+ 19	
119	Hagolt	5.3	26.9	2	0.6	0.2	370	387	+ 17	
120	Gauert	4.0	27.6	2	0.6	0.2	371	386	+ 15	
121	Moorwärder	3.6	28.7	2	0.6	0.2	373	385	+ 13	
122	Billwärder	3.5	30.5	2	0.6	0.2	375	387	+ 12	
123	Ellerholzhafen . . .	9° 58.0	31.5	—	—	—	377	389	+ 12	
124	Neumühlen	55	33	—	—	—	379	391	+ 12	} Ham- burg
125	Teufelsbrücke . . .	52	33	—	—	—	379	391	+ 12	
126	Blankenese	48	33.5	—	—	—	380	392	+ 12	
127	Wittenbergen	45	34	—	—	—	380	393	+ 13	
128	Schulau	42	34	—	—	—	380	393	+ 13	
129	Lühe	38	35	—	—	—	382	395	+ 13	
130	Twiefelfleth	34.5	36.5	—	—	—	384	397	+ 13	

Nr.	Station	λ	φ	Normaler Schwere- wert γ_0 981	Gemessener Schwere- wert g 981	Schwerestörung $g_0 - \gamma_0$ (in mgal)
131	Stadersand	9° 32.0'	53° 38.0'	386	400	+ 14
132	Abbenfleth	30	41	390	405	+ 15
133	Pagensand	30	42	392	406	+ 14
134	Kampereihe	27	44	395	405	+ 10
135	Krautsand	24	45.5	397	399	+ 2
136	Glückstadt	23	47	399	398	— 1
137	Wewelsfleth	22	50	403	399	— 4
138	Brockdorf	19	51	405	401	— 4
139	St. Margarethen	15	52.5	407	404	— 3
140	Nord-Ostsee-Kanal . . .	9	50	403	401	— 2
141	Brunsbüttel	5	50	403	401	— 2
142	Belum	9° 0	51	405	404	— 1
143	Otterndorf	8° 54	51	405	405	0
144	Altenbruch	48	51	405	406	+ 1
145	Cuxhafen	43	53	408	412	+ 4
146	Feuerschiff IV	39	56	412	416	+ 4
147	Feuerschiff III (Neuwerk) .	33	58	415	423	+ 8

Aus den wiederholt gemessenen Strecken läßt sich folgern, daß der gemessene mittlere Verlauf der Schwerkraft eine durchschnittliche Sicherheit von etwa ± 2 bis 4 mgal (zum Teil auch besser) erreicht. Es ist jedoch möglich, daß sich örtliche Schwereanomalien von geringer Erstreckung (wie sie z. B. von einem Salzhorst hervorgerufen werden) in den Streuwerten verbergen.

Über die Möglichkeit der Messung von Schwerevariationen mit Ausgleichpendeln

Von H. Gräfe, Göttingen — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird berichtet, wie weit zur Zeit die Schwingungsdauer mit Ausgleichpendeln über große Zeiträume konstant gehalten werden kann. Es werden die Ursachen aufgedeckt, die einen gleichförmigen Schwingungsablauf stören.

Im Jahre 1927 wurde von M. Schuler ein Schwerependel mit dem Ziel gebaut, einen möglichst störungsfreien und somit gleichförmigen Schwingungsablauf zu

erzielen, um zwei bisher nicht lösbare Aufgaben ihrer Verwirklichung näher zu bringen:

1. Erhöhung der Zeitmeßgenauigkeit, so daß in einem vierwöchentlichen Intervall der tägliche Gang im Höchstfall um $1 \cdot 10^{-3}$ sec unsicher ist.

2. Schaffung eines Schweremessers zur Messung langperiodischer Schwerevariationen mit der Genauigkeit $\Delta g/g = 1 - 2 \cdot 10^{-8}$.

Um diese beiden Ziele zu erreichen, brachte er eine Reihe prinzipieller Konstruktionseigenarten an, die es ermöglichen sollten, den Idealzustand des völlig berührungsfreien mit konstanter Amplitude gleichförmig schwingenden Pendels herzustellen¹⁾. Zu ihnen gehört im wesentlichen 1. der elektrische Antrieb. An dem oberen Pendelende ist ein Hufeisenmagnet befestigt, der im Felde einer gegen-

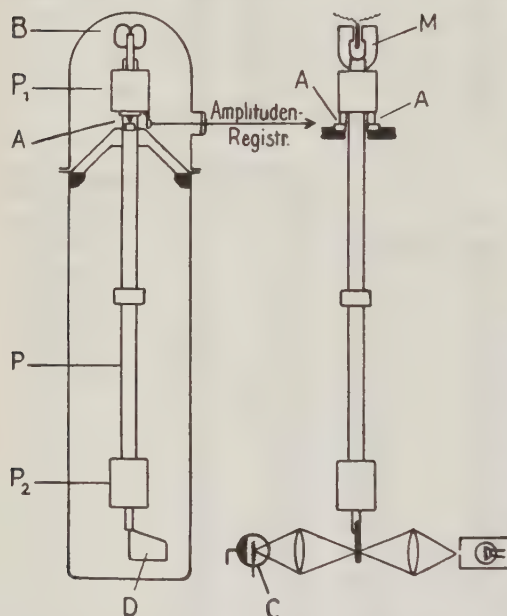


Fig. 1. Das Minimumpendel mit Hufeisenmagnet und Blende Schulerscher Konstruktion

B Antriebspule, M Hufeisenmagnet am Pendel, P Pendelstange, $P_1 P_2$ Ausgleichmassen, A Schneide, C Photozelle, D Blende

einander gewickelten Spule schwingt. Die Umschaltung des Stromes erfolgt im Umkehrpunkt des Pendels durch eine Apparatur, die durch die berührungsfreien lichtelektrischen Kontakte am unteren Pendelende gesteuert wird (der lichtelektrische Kontakt besteht aus einer Photozelle, die durch eine am Pendel befestigte Blende periodisch beleuchtet wird); 2. die sogenannte Minimumpendelform, um

eine Unabhängigkeit der Schwingungszeit von der Verlagerung des Aufhängepunktes und der eventuellen Schneidenabnutzung zu erreichen.

Bald wurde nun von den verschiedensten Seiten darauf aufmerksam gemacht, daß die von dieser Massenanordnung erwartete Invariabilität nicht mehr vorhanden ist, sobald eine durch die hohe Beanspruchung wahrscheinliche Schneidenkrümmungsänderung erfolgt. Man hat unter Zugrundelegung bestimmter Voraussetzungen über den Vorgang der Schneidenabnutzung gerechnet, daß die von der Schneidenkrümmungsschwankung herrührende Veränderung der Schwingungsdauer um das Vielfache zweier Zehnerpotenzen größer ist als die durch die Minimumform korrigierten Beträge²⁾. Bei diesem Sachverhalt wäre eine Verwendung der Minimumform zwecklos.

So wertvoll diese Betrachtungen über den Einfluß der Schneidenkrümmungsänderung auf die Schwingungsdauer sind, so weiß man doch bisher nicht, wie weit tatsächlich die theoretischen Voraussetzungen erfüllt sind. Es ist sogar nach meinen Versuchen, über deren Ergebnis ich hier berichten will, anzunehmen, daß die Annahmen über die Art der Abnutzung nicht erfüllt sind.

Da die Frage von großer Bedeutung ist, wie weit tatsächlich ein Abnutzungseffekt die Schwingungsdauer eines Pendels mit Minimumform beeinflusst, so habe ich sie zum Gegenstand einer näheren experimentellen Untersuchung gemacht.

Der Verlauf einer Schwingungszeit-Amplitudenkurve $G(A)$ hängt lediglich von der Funktion $\varrho(\varphi)$ ab, wobei ϱ der Krümmungsradius der Schneide bei einem Neigungswinkel φ gegen die Vertikale ist³⁾. Die Ausschwingkurve $G(A)$ ist somit ein getreues Abbild der Schneidenform. Man kann aus ihr durch Integration die Schneidenform bis auf eine Konstante ermitteln. Eine Änderung der Schneidenkrümmung hat damit unbedingt eine Änderung im Verlauf der Ausschwingkurve zur Folge. Gesetzt nun den Fall, die in der Literatur oft besprochenen Pendelsprünge seien durch plötzliche Schneidenabnutzung erfolgt, dann ist ein angenommener Änderungsbetrag von $\Delta T/T = 2 \cdot 10^{-8}$ für eine dauernde Beanspruchung während eines Monats sicher nicht zu hoch angesetzt, denn die in der Literatur angegebenen Größen betragen das Vielfache dieser Zahl. Es würde unter dieser Voraussetzung bei einer dreijährigen Verwendung der Pendelschneide ein Änderungsbetrag von $\Delta T/T = 8 \cdot 10^{-7}$ oder eine relative Schneidenradiusänderung von $\Delta \varrho/\varrho = 4 \cdot 10^{-7}$ entstehen. Mit der in Göttingen vorhandenen Apparatur kann man mit Sicherheit eine Ausschwingkurve mit der Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-7}$ sec experimentell ermitteln. Es müßte also innerhalb von 3 Jahren eine Verschiebung der Ausschwingkurve um den achtfachen Betrag der Meßgenauigkeit erwartet werden. Die tatsächliche Messung zeigt aber, daß davon überhaupt keine Rede sein kann. Es liegen vielmehr nach dreijähriger Beanspruchung der Schneide die Meßpunkte sehr gut innerhalb der Genauigkeit in der alten Ausschwingkurve. Fig. 2 zeigt die beiden Meßreihen, die 3 Jahre auseinander liegen.

Die Meßreihe Nov. 1930 wurde von Herrn Dr. G. Th. Gengler durchgeführt⁴⁾. Die Meßwerte habe ich nach den mir überlassenen Protokollen übernommen.

Diese Messungen zwingen nun zu dem Schluß: Eine wirklich vorhandene, von dieser Massenanordnung nicht korrigierbare Änderung des Schneidenkrümmungsradius kann in 3 Jahren keine größere Schwingungsdaueränderung als um den Betrag von $\Delta T/T = 3 \cdot 10^{-8}$ hervorgerufen haben. Eine solche Genauigkeit würde aber bei der augenblicklichen Problemstellung in der Meßtechnik durchaus genügen.

Dieses Meßergebnis ist besser, als man es auf Grund der oben erwähnten theoretischen Erwägungen erwarten konnte. Damit muß die Frage diskutiert werden, ob die Übereinstimmung der beiden Ausschwingkurven lediglich auf gutes Schneidenmaterial zurückzuführen ist, oder ob die Schneidenabnutzung in anderer Weise vor sich geht als man bisher vermutet hatte.

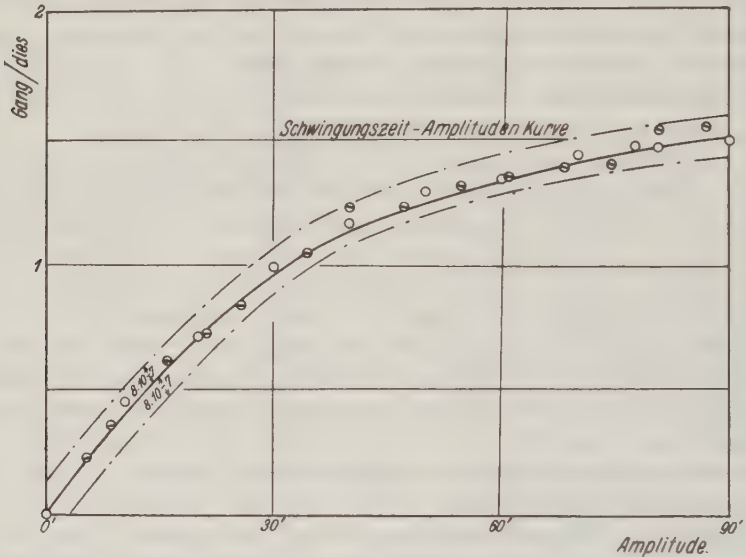


Fig. 2. Zwei Ausschwingkurven mit dem zeitlichen Abstand von drei Jahren

□ Meßreihe von Dr. G. Th. Gengler, November 1930

○ " " H. Gräfe, Oktober 1933

Zweifelloos ist die Konstanz dem Schneidenmaterial — Stahl — zu einem nicht geringen Teil zuzuschreiben. Stahl läßt sich weit besser eben schleifen als andere bisher verwendete Materialien. Dadurch liegt die Schneide an allen Punkten mit gleichem Druck auf, eine Überbelastung wird vermieden und dadurch ein Ausbrechen einzelner kleiner Teile aus der Schneide im Laufe der Schwingungen verhindert. Meisser hat Messungen mit Stahl- und Quarzglasschneiden angestellt. Die über 10 Tage fortgesetzten Messungen ergaben für Stahl Änderungen in der Schwingungsdauer, die sicher kleiner sind als $1 \cdot 10^{-7}$, während Quarzglasschneiden in derselben Zeit immerhin Schwankungen von einigen Einheiten der sechsten Dezimale aufweisen.

Andererseits ist es aber auch denkbar, daß das Minimumprinzip wenigstens zum Teil die erreichte Konstanz gewährleistet, wenn nämlich die Verformung des Schneidenbettes im Laufe der Zeit in ganz bestimmter Weise vor sich geht. Bisher ging man immer von der Voraussetzung aus, daß im Laufe der Zeit in die ursprünglich ebene Schneidenunterlage eine Pfanne eingearbeitet wird. Die dadurch bedingte Radienverkleinerung der Pfanne wirkt im gleichen Sinn auf die Schwingungsdauer wie eine Radienvergrößerung bei Abnutzung der Schneide selbst.

Es ist aber auch vorstellbar, daß durch die Schwere des Pendels die ebene Schneidenunterlage von vornherein zu einer Pfanne verformt wird. Sie wird durch dauernde Reibung erweitert, so daß der Pfannenradius im Laufe der Zeit

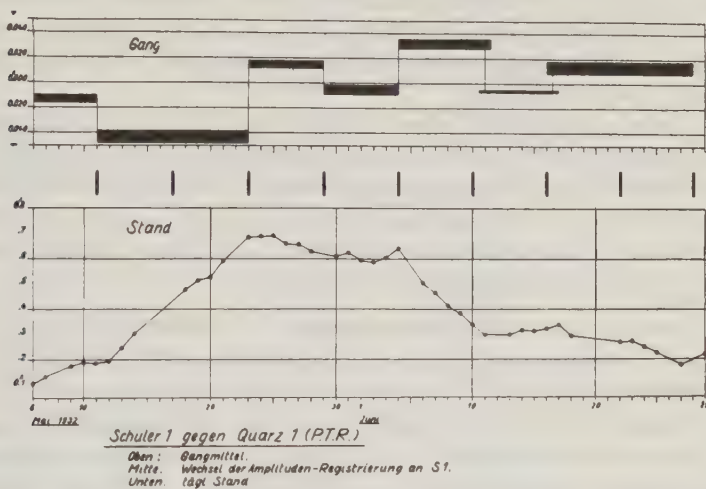


Fig. 3. Vergleiche der Schwingungsdauer des Schulerschen Minimumpendels mit der Quarzuhr der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, durchgeführt von G. Th. Gengler, 1932

größer wird. Damit geht eine Vergrößerung des Schneidenradius Hand in Hand mit einer Vergrößerung des Pfannenradius. Beide Effekte heben sich in bezug auf die Schwingungsdauer mehr oder minder auf, so daß nur eine Vergrößerung des Abstandes Drehpunkt—Schwerpunkt übrigbleibt. Dieser Einfluß wird aber durch die Minimumform korrigiert.

Die Überlegenheit eines Pendels mit Minimumform gegenüber einem mathematischen Pendel ist mit dieser Messung natürlich nicht bewiesen. Gelingt es aber, wie diese Messungen zu beweisen scheinen, die Schwingungsdauer bei einem Minimumpendel auf lange Zeiten konstant zu halten, dann ist das Minimumpendel entschieden vorzuziehen. Wie ich an folgenden Messungen zeigen werde, besteht begründete Aussicht, dieses Ziel zu erreichen.

Die gute Übereinstimmung der beiden Ausschwingkurven müßte nun eigentlich auch auf einen gleichförmigen Ablauf der Pendelschwingungen über lange

Zeiträume schließen lassen. Das ist bisher nicht der Fall gewesen. Das obige Ergebnis steht im krassen Widerspruch zu dem, was tatsächliche Vergleiche der Schwingungsdauer des Minimumpendels mit der Quarzuhr der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin gezeigt haben. In Fig. 3 ist ein solcher Vergleich über 9 Wochen von Herrn Dr. Gengler, Göttingen, im Jahre 1932 durchgeführt worden.

Der Vergleich weist — soweit die Quarzuhr als fehlerfrei angesehen werden darf — Pendelsprünge von 0.02 bis 0.03 sec ungefähr im Abstand von 8 Tagen auf. Sie können unmöglich als Schwereschwankungen gedeutet werden, sondern sie sind sicher Störungen, deren Ursache in der Pendelapparatur selbst liegt. Es lag nahe, die Sprünge als Schneidenabnutzungseffekte anzusehen, da überdies die Mehrzahl in derselben Richtung verläuft. Die Richtung der Sprünge würde aber dann auf eine Zuspitzung der Schneiden deuten, eine Vorstellung, die physikalisch sehr schwer verständlich wäre.

Jetzt kann aber nach der oben durchgeführten Messung die Annahme der Schneidenabnutzung nicht mehr beibehalten werden. Es bestand daher die Aufgabe, die Ursachen der Pendelsprünge aufzusuchen, und eventuell zu beseitigen.

Nachdem alle am Schwingungsablauf beteiligten Apparate auf Störungsfreiheit untersucht und Fehlerquellen abgestellt worden waren, schälten sich mehr und mehr zwei Hauptstörungsursachen heraus:

1. Störungen, die durch Schwankungen der Pendelamplitude verursacht werden, und die durch mathematische Korrekturen nicht genau genug erfaßt werden können.

2. Störungen, die durch Veränderungen des Pendelstabes hervorgerufen werden. Sie sind wahrscheinlich durch Temperaturschwankungen bedingt und rufen Dilatationen, Kontraktionen und vielleicht auch Umkristallisationen des Stabes hervor.

Im Laufe der Untersuchung verdichtete sich immer mehr die Vermutung, daß ein großer Teil der Pendelsprünge auf plötzliche kleine Schwankungen im Antriebsstrom zurückgeführt werden mußten. Sie verursachen kleine Schwankungen in der Amplitude und damit Schwankungen im Gang des Pendels. Die Gangschwankungen wurden bisher auf Grund der photographisch registrierten Amplitudenschwankungen mathematisch korrigiert. Es kann bei den individuellen Eigenheiten der Pendelschneide nicht erwartet werden, daß die Korrekturen, deren Größe einige hundertstel Sekunden betragen, in ihrer wahren Größe richtig erfaßt werden. Es sind daher die Amplitudenkorrekturen bei der geforderten Genauigkeit von $\frac{1}{1000}$ sec/dies mehr oder minder grobe Näherungswerte. Diese Schwierigkeiten sind natürlich am leichtesten behoben, wenn es gelingt, den Antriebsstrom so konstant zu halten, daß die durch die Amplitudenschwankungen bedingten Gangschwankungen kleiner sind als die Meßgenauigkeit ist. Nimmt man als Genauigkeitsschranke $\frac{1}{1000}$ sec/dies an, dann ergibt die Rechnung eine Konstanz der Antriebsspannung von $\frac{2}{1000}$ Volt bei 4 Volt Antriebsspannung. Die

Durchführung dieser Aufgabe — die Spannung muß ja über Monate diese Konstanz behalten — war mit vielen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Sie gelang schließlich durch Aufbau einer Stabilisationsanlage mit Neonglimmlicht-
röhren, deren Spannungsabfall an der Entladungsstrecke praktisch unabhängig vom Stromdurchgang ist. Die Apparatur ergibt in einer Spezialschaltung bei Ausschaltung thermischer Effekte etwa $\frac{2}{1000}$ bis $\frac{3}{1000}$ Volt Spannungs Konstanz, wenn die Speisespannung 440 Volt beträgt und wenn sie auf etwa 10% konstant ist. Mit einer solchen Stromquelle liegen die Amplitudenschwankungen in der Größenordnung einiger Bogensekunden. Wie weit die Amplituden Konstanz gelungen ist, zeigen in Fig. 4 zwei Diagramme. Fig. 4a gibt die Amplitudenschwankungen mit der alten bisher verwendeten Stromanlage, Fig. 4b dagegen denselben Sachverhalt

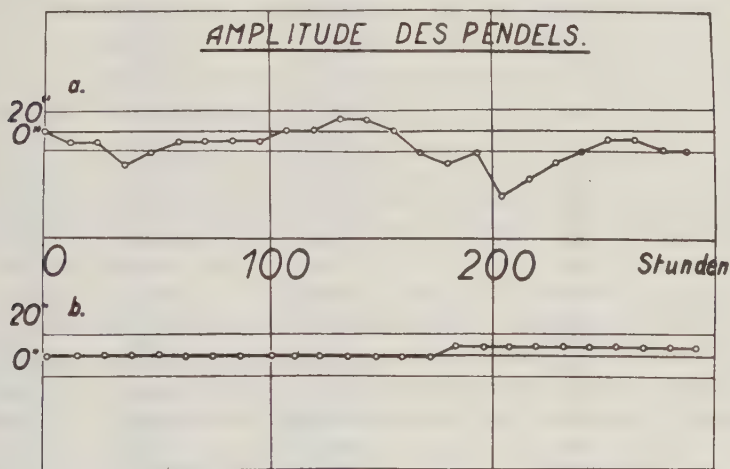


Fig. 4. Die Amplitudenschwankungen bei nichtstabilisierter und bei stabilisierter Stromquelle

mit der neuen konstanten Stromquelle. Das Bild zeigt, daß die Amplitudenschwankungen unterhalb der Auswertgenauigkeit des Meßapparates liegen. Die mit dem Wechsel des Registrierstreifens oft auftretenden Amplitudensprünge sind durch die verschieden große Papierverzerrung der einzelnen Streifen zu erklären. Durch Kontrollmarken mit konstantem Abstand kann dieser Fehler geprüft und eliminiert werden.

Weniger kontrollierbar sind bisher die Störungen, die durch thermische Einflüsse auf den Pendelstab bedingt sind. Die beabsichtigte dauernde Messung der Pendellänge durch Lichtinterferenzen ist durch die Konstruktionseigenarten des Pendels sehr schwer durchzuführen. Ich konnte mich daher nur darauf beschränken, die Temperatur des Pendelraumes so weit konstant zu halten, daß die Wahrscheinlichkeit der Störungsbeeinflussung in dieser Richtung herabgedrückt wurde. Durch gutes Abdichten des Pendelraumes gelang es, seine Temperatur

Tabelle. Schwingungsdauervergleich der beiden Pendel

Datum	Anzahl der Stunden	Standpunkt II minus Standpunkt I	Gang pro 12 ^h	Antriebs- spannung Volt
21. VI.	0.000	— 1.717	+ 3.557	3.999
	12.000	5.274	3.569	3.994
22.	24	8.843	3.553	3.997
	36	12.369	3.564	3.991
23.	48	15.960	3.550	3.992
	60	19.510	3.556	3.986
24.	72	23.066	3.546	3.989
	84	26.612	3.550	3.984
25.	96	30.126	3.540	3.986
	108	33.702	3.548	3.976
26.	120	37.250	3.530	3.975
	132	40.780	3.530	3.974
27.	144	44.310	3.530	3.975
	156	47.840	3.528	3.972
28.	168	51.368	3.531	3.974
	180	54.899	3.531	3.970
29.	192	58.430	3.529	3.972
	204	61.959	3.529	3.970
30.	216	65.488	3.530	3.974
	228	69.018	3.531	3.970
1. VII.	240	72.549	3.528	3.972
	252	76.077	3.528	3.971
2.	264	79.605	3.529	3.969
	276	83.134	3.553	3.972
3.	288	86.667	3.534	3.970
	300	90.201	3.532	3.968
4.	312	93.733	3.532	3.971
	324	97.265	3.530	3.972
5.	336	100.795	3.530	3.971
	348	104.325	3.531	3.972
6.	360	107.856	3.533	3.970
	372	111.389	3.533	3.971
7.	384	114.922	3.529	3.973
	396	118.451	3.529	3.971
8.	408	121.980	3.531	3.966
	420	125.511	3.530	3.966
9.	432	129.041	3.530	3.963
	444	132.571	3.520	3.962
10.	456	136.097	3.522	3.961
	468	139.613	3.516	3.961
11.	480	143.129	3.514	3.962
	492	146.643	3.516	3.961
12.	504	150.159	3.515	3.962
	516	153.674	3.516	3.961
13.	528	157.190	—	3.962

auf Wochen auf 1^0 konstant zu halten. Diese Maßnahme kann aber bei einem kristallin so komplizierten Gefüge wie Invar es ist, nicht genügen. Es mag überhaupt dahingestellt bleiben, ob Stahl, der ja schon bei gewöhnlicher Temperatur molekularen Änderungen unterworfen sein kann, für Pendelstäbe das geeignetste Material ist. Aus dieser Erkenntnis heraus hat deshalb Herr Prof. Schuler beabsichtigt, für künftige Messungen den Invarstahl durch Quarz zu ersetzen, dessen Temperatur auf $1/10^0$ genau durch einen elektrischen Thermostaten gehalten wird.

Es ist nun charakteristisch, daß die in Fig. 3 dargestellten Pendelsprünge immer seltener auftraten und in ihrer Größe immer kleiner wurden, je mehr es gelang, den Antriebsstrom zu stabilisieren, und je besser die Temperatur konstantgehalten werden konnte. Die Tabelle zeigt den Gang zwischen zwei völlig gleich gebauten Minimumpendeln. Bis auf einen Sprung von $6/1000$ sec haben beide Pendel über nahezu 3 Wochen einen ungestörten Gang mit einem mittleren Fehler von $\pm 2/1000$ sec. Dieses Ergebnis ist um so höher einzuschätzen, als sich ja die Störungsmöglichkeiten bei Verwendung von zwei Pendeln gegenüber der Fig. 3 verdoppelt haben.

Es ist aus den Zahlen der Tabelle deutlich zu erkennen, daß dem Gangsprung eine Unstetigkeit in der Antriebsspannung vorausgeht, die durch ungenügend gealterte Entladungsröhren in der Stromstabilisationsanlage hervorgerufen wird.

Diese Meßreihe ist zweifellos noch zu klein, um endgültiges über die Brauchbarkeit des Minimumpendels für hohe Meßgenauigkeiten zu sagen, zweifellos ist aber, daß solche Erfolge mit gewöhnlichen Pendeln nicht erzielt werden konnten. Sicher ist nach diesen Versuchen bereits, daß mit Minimumpendeln in Verbindung mit Quarzuhren eine relative Schweremessung mit einer Genauigkeit von $\Delta g/g = 2 \cdot 10^{-8}$ während der ununterbrochenen Dauer mehrerer Wochen durchgeführt werden kann, wenn der tägliche Gang der Quarzuhr in dieser Zeit auf $1 \cdot 10^{-3}$ sec sichergestellt ist.

Herrn Prof. Schuler und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die die Apparate und die Mittel zur Durchführung dieser Untersuchung bereitgestellt haben, sage ich meinen besten Dank.

Literatur

¹⁾ M. Schuler: Ein neues Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit. Zeitschr. f. Phys. **42**, 547 (1927).

²⁾ G. Schmerwitz: Messung von Schneidenkrümmungsradien. Zeitschr. f. Instrumentenkde. **52**, 1 (1932).

³⁾ H. Gebelein: Das abrollende physikalische Pendel. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 272 (1932).

⁴⁾ G. Th. Gengler: Präzessionszeitmessung und Schuler Pendel. Astr. Nachrichten **247**, 186 (1932).

Göttingen, im Dezember 1934.

Ein piezoelektrischer Beschleunigungsmesser

Von A. Herrmann und O. Meißer*), Jena — (Mit 2 Abbildungen)

Für seismische Aufschlußarbeiten werden neuerdings Erschütterungsmesser auf elektrischer Grundlage bevorzugt. Ein direkter Beschleunigungsmesser hat gegenüber einem gewöhnlich arbeitenden optisch mechanischen Seismometer den großen Vorteil, daß bei kurzen Perioden (T) der Wellen die Vergrößerung erheblich steigt ($\sim 1/T^2$). In Fig 1 ist durch a und b (---) die Charakteristik

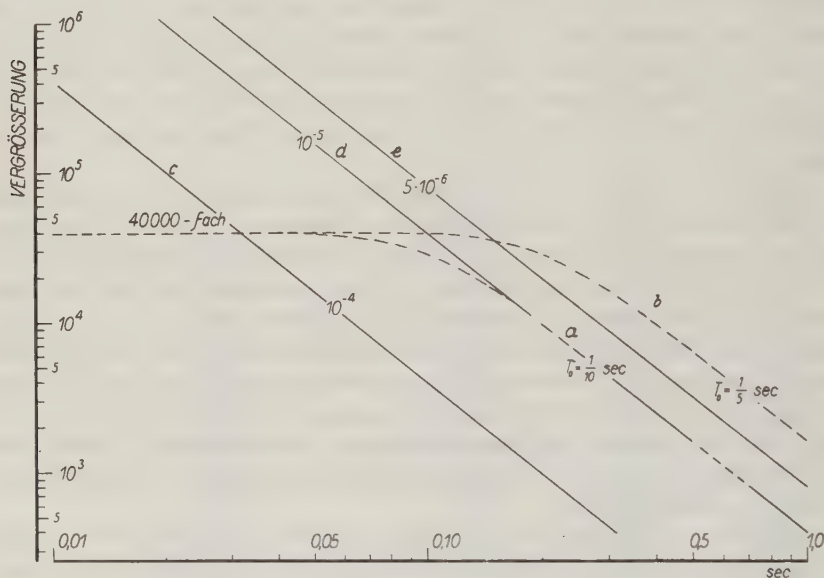


Fig. 1

d. h. die Vergrößerung eines mechanischen Erschütterungsmessers (aperiodisch) mit der Eigenperiode $1/10$ bzw. $1/5$ sec wiedergegeben, wobei die Abszisse die Periode der Bodenschwingungen bei stationärem Zustande darstellt und der Ordinatenmaßstab logarithmisch gewählt ist. Die entsprechende Charakteristik eines reinen Beschleunigungsmessers, dessen Eigenfrequenz groß im Verhältnis zu den aufgetragenen Frequenzen ist, mit der relativen Empfindlichkeit (bezogen auf die Erdschwere) von 10^{-4} , 10^{-5} und $5 \cdot 10^{-6}$ zeigen die Geraden c , d und e (—) **). Während der Erschütterungsmesser für alle Perioden kürzer als seine Eigenperiode

*) Vorgetragen von O. Meißer.

**) Für die Berechnung der Kurven c bis e ist Beschleunigung = const. angesetzt und als Einheit eine Amplitude von 1 mm angenommen.

eine konstante Vergrößerung aufweist, ist in diesem Gebiete der Beschleunigungsmesser überlegen. Für längere Wellen, die teilweise den Störspiegel bedingen, kann man für beide Instrumentengattungen einen gleichermaßen günstigen Empfindlichkeitsabfall ($\sim 1/T^2$) erzielen.

Für die praktische Ausführung wurde nach den allgemeinen Kristalluntersuchungen von Herrmann*) ein piezoelektrischer Beschleunigungsmesser mit einem Quarzkristall benutzt. Der Quarz wird parallel zur neutralen Achse gedrückt, so daß die entstehende Ladungsmenge außer der Last von dem Faktor $\frac{\text{Kristalllänge}}{\text{Kristalldicke}}$ abhängt und dadurch mechanisch und elektrisch günstig gestaltet werden kann. Die auf dem Quarzkristall entstehenden Ladungsänderungen steuern das gut isolierte Gitter einer Röhre, deren entsprechende Anodenstromänderungen direkt

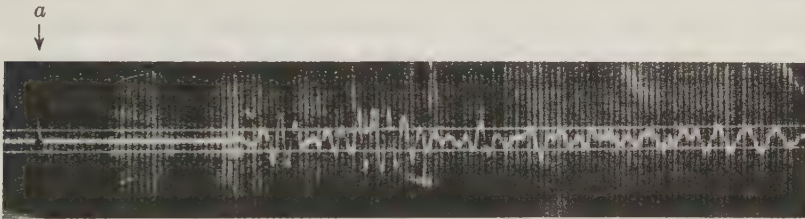


Fig. 2

mit einem empfindlichen Galvanometer photographisch registriert werden. Die elektrische Isolation wurde so gewählt, daß auch Beschleunigungen von einer Periode von über 1 sec noch getreu wiedergegeben werden. Praktische Versuche im Gelände zeigten die vorausberechneten Eigenschaften und weisen auch bei großen Entfernungen einen relativ kleinen Sprengstoffverbrauch auf. In Fig. 2 ist ein Schuß in 2 km Entfernung auf Kalkboden bei Jena wiedergegeben (Ladung 1,5 kg, Stimmgabelzeitmarkenabstand $\frac{1}{50}$ sec, $\uparrow a$ Schußmoment). Schwierigkeiten, die durch Fehler in der Isolation zeitweise entstanden, konnten behoben werden. Die erreichte relative Empfindlichkeit lag in der Größenordnung von 10^{-5} Erdbeschleunigung. Die weiteren Einzelheiten sollen später ausführlich veröffentlicht werden.

*) A. Herrmann: Empfindlichkeitssteigerung bei piezoelektrischen Beschleunigungsmessern. Hecker-Festschrift, Beitr. z. angew. Geophys. 4, Heft 3, 296—301 (1934).

Untersuchung von Sekundäreffekten der kosmischen Ultrastrahlung bei großen Bleidicken

Von M. Ackemann, Göttingen — (Mit 2 Abbildungen)

Durch Schwächung der Ultrastrahlung gelang mit einer einfachen Koinzidenzanordnung die Aufnahme einer Absorptionskurve, die zwei Maxima aufweist. Eine Deutung dieses Effektes und eine Analyse der Kurve werden versucht.

Im Geophysikalischen Institut Göttingen haben Herr Dr. Hummel und ich uns mit Untersuchungen von Sekundäreffekten der kosmischen Ultrastrahlung beschäftigt; über einige hierbei erzielte Ergebnisse soll berichtet werden.

Es ist bekannt, daß die Ultrastrahlung nicht eine Strahlung einheitlicher Härte ist; vielmehr konnte durch Absorptions- und Ablenkversuche gezeigt werden, daß Ultrastrahlen mit voneinander sehr verschiedenen Energien vorkommen. An diese Erkenntnis knüpfte sich nun die Frage, ob das Energiespektrum der Ultrastrahlung als kontinuierlich oder diskret anzusehen sei. Im Falle einer diskreten Energieverteilung hatte man die Zuordnung der Ultrastrahlen zu den einzelnen Energiebereichen vorzunehmen.

Den bekanntesten Versuch einer solchen Zuordnung dürfte die Regenersche Komponentenzerlegung¹⁾ darstellen. Auf Grund zahlreicher Messungen in großen Meerestiefen wie auch in bedeutenden Höhen fand Regener fünf Komponenten der kosmischen Strahlung und gab ihre Absorptionskoeffizienten an.

Es ist nun in Göttingen gelungen, mit einer ortsfesten Apparatur Meßreihen aufzunehmen, auf Grund deren Diskussion ein kleiner Beitrag zu der Frage nach der Struktur der Ultrastrahlung geliefert werden kann.

Das Ziel der Arbeiten war, in Blei erzeugte Sekundärstrahlungen der Ultrastrahlung zu messen. Zu diesem Zwecke wurden zwei Geiger-Müllersche Zählrohre unter einen Bleipanzer nebeneinander gelegt und die auftretenden Koinzidenzen als Funktion der Absorberdicke gezählt. Zur Registrierung der Koinzidenzen gelangte die seinerzeit von Hummel²⁾ angegebene Verstärkerschaltung. Fig. 1 zeigt das sehr einfache Schema der Versuchsanordnung, die von Herrn Dr. Hummel vorgeschlagen war. Man sieht, daß geradlinig fliegende Partikelchen nur dann eine Koinzidenz erzeugen können, wenn sie aus den seitlichen Winkelräumen kommen. Aus dem oberen Winkelraum können lediglich Gabel-, Dreifachstrahlen oder allgemeiner Schauer zu einer Koinzidenz führen.

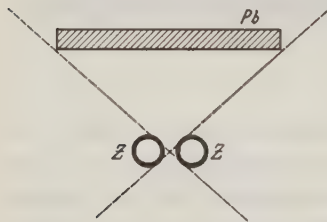


Fig. 1. Versuchsanordnung
(schematisiert)

Z = Zählrohre, Pb = Bleipanzer

Mißt man nun Koinzidenzen, so hat man nach ihrer Entstehung drei verschiedene Arten zu unterscheiden:

1. Koinzidenzen, die von einem geradlinig fliegenden Teilchen herrühren; diese können nur aus den seitlichen Winkelräumen kommen.
2. Solche Koinzidenzen, die ihre Entstehung Gabel- bzw. Schauerstrahlen verdanken.
3. Zufällige Koinzidenzen.

Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen ist zu ermitteln und in Abzug zu bringen.

Bringt man Blei in der in Fig. 1 angedeuteten Art an, so kann eine hierdurch bewirkte Änderung der Koinzidenzzahl nicht durch Zu- oder Abnahme der unter 1 genannten Strahlen verursacht sein.

Ähnliche Versuchsanordnungen, bei denen drei und fünf Zählrohre angeordnet waren, sind u. a. von B. Rossi³⁾ und E. Fünfer⁴⁾ benutzt worden. Sie haben ihre

Kurven bis zu einer maximalen Absorberdicke von 9 cm Blei ausgemessen. Die Koinzidenzzahlen als Funktion der Absorberdicke aufgetragen ergeben bei ihnen Kurven mit einem Maximum bei etwa 1.6 bis 2 cm Blei. Mit der Anordnung der Fig. 1 wurden Absorptionskurven bis zu Panzerstärken von mehr als 20 cm Blei aufgenommen. Fig. 2 zeigt eine der erhaltenen Kurven. Außer dem schon oben erwähnten Maximum bei etwa 1 bis 2 cm Blei zeigt die Kurve bei ungefähr 17 cm Blei einen weiteren Buckel, der im folgenden kurz als zweites Maximum bezeichnet werden soll. Dieses zweite Maximum, das hier zum ersten Male gemessen wurde,

konnte in mehreren Meßreihen am gleichen Ort aufgefunden und auch an einem anderen Arbeitsplatz unter veränderten äußeren Bedingungen erhalten werden^{5) 6)}.

Wenn auf Grund der verschiedenen Meßreihen die Existenz des zweiten Maximums als erwiesen angesehen wird [s. auch H. Maaß⁷⁾], bleibt noch die Frage nach seiner Entstehung zu diskutieren.

Macht man sich das Zustandekommen eines Maximums in Absorptionskurven dieser Art überhaupt klar, so ist es naheliegend, das Auftreten von zwei Höchst-

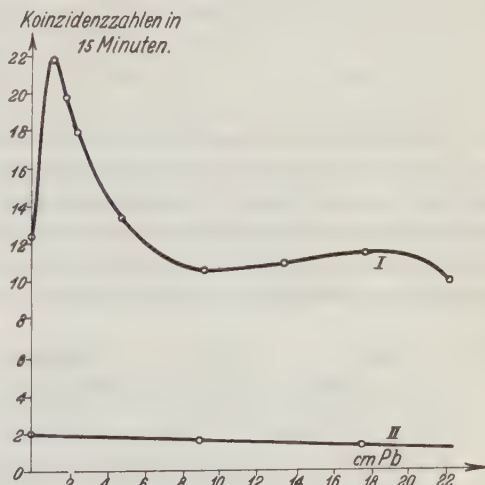


Fig. 2. Absorptionskurve I stellt die gemessenen Koinzidenzzahlen als Funktion der Panzerstärken dar. II ist die Kurve der zufälligen Koinzidenzen

werten in einer Absorptionskurve auf die Wirkung zweier verschiedener Strahlungen bzw. zweier Strahlungskomponenten zurückzuführen.

Um einen ersten Anhaltspunkt für die Größe der Absorptionskoeffizienten der etwaigen Komponenten zu gewinnen, wurde versucht, die Kurve der Fig. 2 zu analysieren. Hierbei wurden einige vereinfachende Annahmen gemacht und der Abfall der Kurve nach den beiden Maxima mit dem Abfall von e -Kurven identifiziert. Aus den einzelnen Meßpunkten in den abfallenden Kurvenstücken wurden dann die Massenabsorptionskoeffizienten berechnet. Die ermittelten Werte zeigt Tabelle 1. Zum Vergleich sind die Massenabsorptionskoeffizienten der fünf Regenerschen Komponenten mit angeführt. Bei den hier errechneten Werten kann es sich naturgemäß um nicht mehr als eine ungefähre Zahlenangabe handeln.

Tabelle 1. Massenabsorptionskoeffizienten

Aus der Kurve der Fig. 2 berechnet:	Nach Regener:
$\mu \varrho^{-1} (A) = 15 - 20 \cdot 10^{-3}$	$\mu \varrho^{-1} (H_2) = 0.205 \cdot 10^{-3}$
$\mu \varrho^{-1} (B) = 2 - 3 \cdot 10^{-3}$	$\mu \varrho^{-1} (H_1) = 0.735 \cdot 10^{-3}$
	$\mu \varrho^{-1} (M) = 2.0 \cdot 10^{-3}$
	$\mu \varrho^{-1} (W_1) = 4.1 \cdot 10^{-3}$
	$\mu \varrho^{-1} (W_2) = 8.5 \cdot 10^{-3}$

Für ein wirklich quantitatives Erfassen der fraglichen Größen wäre ein Ausmessen der Kurve bei noch dickeren Bleipanzern und eine stärkere Belegung mit Meßpunkten erforderlich. Immerhin scheint schon dieser erste Versuch zu zeigen, daß es mit der einfachen Anordnung der Fig. 1 im Laboratorium möglich ist, eine Komponentenzerlegung der Ultrastrahlung vorzunehmen wie auch die einzelnen Absorptionskoeffizienten zu bestimmen.

Literatur

- 1) Erich Regener: Phys. Zeitschr. 1933, Heft 8.
- 2) J. N. Hummel: Zeitschr. f. Phys. **70**, Heft 11 u. 12 (1931).
- 3) Bruno Rossi: ebenda **82**, Heft 3 u. 4 (1933).
- 4) Erwin Fünfer: ebenda **83**, Heft 1 u. 2 (1933).
- 5) J. N. Hummel: Naturwissensch. 1934, Heft 11.
- 6) M. Ackemann, ebenda.
- 7) Heinrich Maaß: Phys. Zeitschr. 1934, Heft 21.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, September 1934.

Über stereophotogrammetrische Vermessung von Pilotballonbahnen an Berghängen

Von **Heinrich Jung**, Göttingen

In diesem Vortrag wurde berichtet über Arbeiten, die F. W. Nitze im Geophysikalischen Institut Göttingen durchgeführt hat. Zur Untersuchung von Windströmungen an Berghängen in Strahlungsnächten wurden ausgewogene Pilotballone mit einer dauernd brennenden Lampe versehen und mit zwei Photoapparaten stereoskopisch aufgenommen. Zeitmarken ließen sich anbringen durch kurzes Abblenden eines Photoapparates in gleichmäßigen Zeitabständen, deren Länge von der Windgeschwindigkeit und der Entfernung des Ballons vom Apparat abhing. Man erhielt ein stereoskopisches Bild der ganzen Flugbahn, nicht nur einzelner Punkte, das im Stereokomparator ausgewertet werden konnte. Es war daher möglich, den Flugweg nach allen drei Komponenten zu vermessen. Mit dieser Methode wurden mikroklimatologische Zirkulationssysteme an Berghängen und an einem Waldrand untersucht. Im wesentlichen konnte gezeigt werden, daß selbständige, von der Bodenbeschaffenheit abhängige Luftströmungen in der bodennahen Schicht auftraten, aber nur dann, wenn der Gradientwind sehr gering blieb. Am Steilhang wurde ein Zirkulationssystem der warmen Hangzone gefunden, das durch den Kaltluftfluß verursacht wird. Über flachem Gelände äußerte sich in den ungeordneten Bewegungen die Wirkung der ungleichmäßigen Ausstrahlung der Luft (Rückkehrkonvektion). Am Waldrande zeigten die Ballonbahnen die Abflußbewegung der Kaltluft aus dem Kronen- bzw. Bodenraum.

Die Aufnahmen wurden noch nach der Pyrmonter Tagung fortgesetzt. Ihr Resultat ist hier schon verwendet. Eine ausführliche Veröffentlichung von F. W. Nitze selbst wird demnächst erscheinen.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, September 1934.

Referate und Mitteilungen

H. Haalek: *Lehrbuch der angewandten Geophysik.* VII u. 376 S., 142 Figuren, 6 Tafeln. Berlin, Gebr. Bornträger, 1934. Preis geb. 26.— RM.

Das vorliegende Buch behandelt die physikalischen Forschungsmethoden der Geophysik, soweit sie für die Zwecke der geologisch-bergbaulichen Praxis Verwendung finden. Die Darstellung beschränkt sich auf Methoden, die praktisch erprobt sind, und schließt bewußt solche aus, die über das Stadium von Vorschlägen oder Versuchen nicht hinausgekommen sind. Aber auch bei der Beschreibung der bewährten Methoden ist alles beiseite gelassen, was zwar für die Weiterentwicklung der Methoden wichtig ist und den wissenschaftlich arbeitenden Geophysiker interessiert, dem Praktiker dagegen bei der Feldmessung nur Ballast bedeutet. Dafür enthalten die ausführlichen Literaturangaben, die jedem größeren Abschnitt vorangestellt sind, zahlreiche Hinweise für den, der über den Rahmen dieses Lehrbuches hinausgehen möchte.

Die Pendelmessungen und die Schwerkraftmessungen auf statischem Wege werden nur kurz beschrieben. Bei der Behandlung der Drehwaagemessung ist die Theorie soweit berücksichtigt, wie zum Verständnis aller Auswertungsformeln notwendig ist. Diese sind für die hauptsächlich vorkommenden Fälle übersichtlich zusammengestellt. Eine große Erleichterung für den Praktiker bedeuten die zahlreichen Berechnungsbeispiele, wie z. B. die zahlenmäßige Durchführung der Geländekorrektion und die Konstruktion der Isogammen. Ein Abschnitt über die Anlage und praktische Ausführung von Drehwaagemessungen gibt nützliche Hinweise bei schwierigem Gelände. Auch bei der magnetischen Aufschlußmethode sind solche Felderfahrungen mitgeteilt. Neben den allgemeinen Grundlagen der magnetischen Vermessung werden die theoretischen Unterlagen für die geologische Deutung ausführlich gebracht. 20 verschiedene Zeichnungen geben Beispiele für den Zusammenhang zwischen einer einfallenden Schicht, die stärker magnetisierbar ist als ihre Umgebung, der Inklination und den an der Oberfläche gemessenen Kurven der Vertikal- und Horizontalintensität. — Im nächsten Abschnitt werden die wichtigsten elektrischen Verfahren (Widerstandsmessung, Äquipotentiallinienmethode, Richtungs- und Intensitätsmessung des elektromagnetischen Feldes) in ihren mannigfachen Variationen besprochen und durch Musterbeispiele von Messungen über bekanntem Untergrund erläutert. Dabei wird besonderer Wert darauf gelegt, im Leser das Verständnis dafür zu wecken, welche von den vielen Methoden bei dem jeweils vorliegenden Untersuchungsobjekt die günstigsten Ergebnisse liefert. — Die wichtigsten Abschnitte aus der Beschreibung des seismischen Aufschlußverfahrens beschäftigen sich mit den Formeln zur Tiefenberechnung, die unter Zugrundelegung des Fermatschen Prinzips abgeleitet sind — die Formeln für „senkrechten Strahl“ sind in Fußnoten mitgeteilt — und mit den feldfähigen Erschütterungsmessern auf mechanischer und elektrischer Grundlage. An Laufzeitkurven aus der Praxis wird die Anwendung der Formeln geübt. — Das radioaktive Verfahren und ein Ausblick auf weitere Entwicklungsmöglichkeiten bilden den Schluß.

R. Köhler.

Das Meer in volkstümlichen Darstellungen, herausgegeben vom Institut für Meereskunde zu Berlin unter Schriftleitung von G. Wüst. Zweiter Band. *Der Luftverkehr über dem Ozean*. Mit Beiträgen von H. Orlovius, H. v. Schiller, A. Holzappel, W. v. Gronau, H. Seilkopf, A. Ritscher, G. Wegener und einem Geleitwort von Staatssekretär Milch. Mit 49 Abbildungen auf Tafeln und 32 Textfiguren. Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin 1934. Preis RM 4.80.

Auch dieser zweite Band der Sammlung des Instituts für Meereskunde entstammt einer Vortragsreihe, in der führende Persönlichkeiten der Luftfahrt und Wissenschaft die politische, wirtschaftliche und wissenschaftliche Bedeutung des transozeanischen Luftverkehrs behandeln.

Im ersten Abschnitt gibt H. Orlovius einen Überblick über die außerordentlich rasche Entwicklung der Handelsluftfahrt seit dem Kriege, wobei ausführlich auf die besonderen Schwierigkeiten hingewiesen wird, die für die Deutsche Luftfahrt in dem Mangel außereuropäischer Stützpunkte und in den Fesseln des Versailler Vertrages bestanden. Im zweiten Abschnitt geht H. v. Schiller auf die Transoceanflüge des „Grafen Zeppelin“ ein und weist auf die Überlegenheit des Luftschiffes gegenüber dem Flugzeug bei Langstreckenflügen hin, die sich statistisch darin äußert, daß von 137 Versuchen, den Ozean mit Flugzeug oder Luftschiff ohne Zwischenlandung zu überqueren, nur 55% der Flugzeuge, aber 97% der Luftschiffe ihr Ziel erreicht haben. A. Holzappel behandelt die bisherigen Transoceanflüge und ihre Entwicklung vom ersten Rekordversuch bis zum wirtschaftlichen Postflug über den Südatlantik. Diese Entwicklung beruht in erster Linie auf der Heranziehung aller Mittel der Ortung, deren Grundlagen Instrumente, Meßmethoden und Absetzung des Kurses unter Berücksichtigung der Wetterlage, die in zwei Abschnitten von A. Ritscher und H. Seilkopf behandelt werden. Nach einem allgemeinen Überblick über die Verteilung und Wirkung der meteorologischen Faktoren auf die Luftfahrt zeigt Seilkopf an interessanten Beispielen, wie sich im einzelnen unter Berücksichtigung der Wetterlage eine erhebliche Beschleunigung der Fahrt und eine erhöhte Sicherheit erzielen läßt. Das „klassische Beispiel meteorologischer Großnavigation“ ist das Abdrehen des Luftschiffes LZ 126 auf nördlichen Kurs, als im Raum der Azoren ein ausgedehntes Tiefdruckgebiet angetroffen wird. Dieses Abdrehen brachte das Luftschiff wie beabsichtigt in die kräftige östliche Strömung an der Nordseite des Tiefs und ermöglichte so eine rasche Fahrt zur amerikanischen Küste. Die besonderen Schwierigkeiten der Luftortung gegenüber der Schiffsortung behandelt Ritscher. Die speziellen Instrumente werden beschrieben und ausführlich auf die graphischen Methoden der Standortbestimmung und Kursabsetzung eingegangen. Die von W. v. Gronau gegebene Beschreibung seines Weltfluges zeigt in der vollendeten Beherrschung der Ortung und der sorgfältigen Berücksichtigung der Wetterlage den ungeheuren Fortschritt, der gegenüber den ersten Rekordversuchen bereits heute erreicht ist. Im letzten Abschnitt geht G. Wegener dann noch auf die Bedeutung der Luftfahrt für die Arktisforschung ein.

Ein reichhaltiges Bildermaterial unterstützt die Ausführungen der einzelnen Verfasser. Das Buch gibt einen guten Überblick über den heutigen Stand der Weltluftfahrt und den großen Anteil, den Deutschland an seiner Entwicklung zukommt, und zeigt, daß ihre Weiterentwicklung heute nicht nur ein technisch-konstruktives Problem des Luftfahrzeugbaues, sondern ebenso sehr ein Problem der Ortung und der Meteorologie ist.

G. A. Suckstorff, Göttingen.

Das Meer in volkstümlichen Darstellungen, Band 3: *Tiefseebuch, ein Querschnitt durch die neuere Tiefseeforschung*. 124 Seiten mit 33 Abbildungen auf Tafeln und 68 Textfiguren. E. S. Mittler & Sohn, Berlin 1934. Preis RM 4.80.

Inhalt: 1. W. Stahlberg, Deutschlands Anteil an der Erforschung der Tiefsee. 2. O. v. Schubert, Instrumente und Methoden der Ozeanographie. 3. A. Defant, Ist die Tiefsee in Ruhe? 4. H. Wattenberg, Was enthält die Tiefsee an Nährstoffen für das tierische und pflanzliche Leben? 5. F. Gessner, Was lebt in der Tiefsee? 6. C. W. Correns, Woraus besteht der Tiefseeboden? 7. G. Wüst, Das Golfstromproblem.

Der Zweck dieses Buches ist, in leicht faßlicher Form einen Überblick über den heutigen Stand unserer Kenntnis von der Tiefsee zu geben. Der erste Aufsatz bringt eine Übersicht über die Deutschen Tiefsee-Expeditionen, womit gleichzeitig eine kurze Einführung in die Geschichte der Tiefseeforschung, ihrer Ziele und Ergebnisse verbunden ist. Hierauf folgt eine kurze Darstellung der wichtigsten Instrumente und Methoden der Tiefseeforschung. Der dritte Aufsatz beschäftigt sich mit den Strömungen in der Tiefsee, einem Problem, das sehr schwierig zu behandeln ist, weil man die in Betracht kommenden langsamen Bewegungen meist nicht direkt messen kann. Der Verfasser zeigt jedoch, wie man durch indirekte Schlüsse aus Beobachtungen anderer Art (z. B. Temperatur und Salzgehalt des Meerwassers) zu bestimmten Aussagen über die Bewegungen des Tiefseewassers kommen kann. Über die Möglichkeit des Lebens in den verschiedenen Zonen der Tiefsee und die mannigfaltigen, teils sehr merkwürdigen Formen von Lebewesen berichten die beiden nächsten Aufsätze. Der vorletzte behandelt die Tiefseesedimente, ihre Verbreitung und Herkunft, während der letzte Aufsatz dem für das Klima Europas bedeutsamen Golfstromproblem gewidmet ist. Es wird gezeigt, wie dieser Meeresstrom im Golf von Mexiko als Abfluß des durch die äquatorialen Ost-West-Strömungen dort aufgestauten Wassers entsteht, wie er in der Florida-Straße durch Verengung des Strombettes Geschwindigkeiten erreicht, die kaum ein festländischer Fluß aufzuweisen hat (stellenweise 2 m/sec), wie er dann wesentlich langsamer den Atlantischen Ozean durchquert, aber dabei in große Tiefen herabreicht (noch in 600 m Tiefe verrät er sich durch seine Temperatur), und wie er schließlich wegen dieses Wärmetransportes das milde Klima Nordwesteuropas verursacht.

Durch seinen reichhaltigen Inhalt und die ansprechende, aber doch streng wissenschaftlich gehaltene Art der Darstellung dürfte der Zweck dieses Buches erreicht sein.

Heinrich Jung, Göttingen.

Handbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg, Band 1, Lieferung 2. Gebr. Borntraeger, Berlin 1933. 192 Seiten mit 35 Abbildungen. Preis RM 30.— (Eingegangen bei der Zeitschrift für Geophysik, November 1934.)

Inhalt: J. Bartels, Gezeitenkräfte; F. Hopfner, Die Gezeiten der festen Erdkruste; M. Milankovitch, Drehbewegungen der Erde; Säkulare Polverlagerungen.

In der ersten Lieferung dieses Bandes wurde die Erde im wesentlichen als Glied des Sonnensystems angesehen und ihre Entwicklung und Bewegung innerhalb des Planetensystems in den Vordergrund der Betrachtung gestellt. Als Fortsetzung hiervon werden

in der zweiten Lieferung die Einwirkungen der von Sonne und Mond herrührenden Gravitationskräfte auf die rotierende Erde behandelt.

J. Bartels bringt in seinem Abschnitt die Theorie der Gezeitenkräfte. Das Gezeitenpotential wird zunächst nach Kugelfunktionen entwickelt und hernach in die Glieder zweiter und dritter Ordnung (die höheren Glieder sind bedeutungslos) die astronomischen Variablen der Sonnen- und Mondbewegung eingeführt. Hierdurch wird im Anschluß an Doodson, Darwin, Börgen und Schweydar die gesamte Gezeitenkraft in eine größere Anzahl verschiedener Komponenten zerlegt, denen verschiedene Perioden entsprechen. Das zahlenmäßige Verhältnis der wichtigsten Glieder wird abgeschätzt und die physikalische Bedeutung der Hauptterme besprochen. Zum Schluß folgt ein Hinweis auf die geophysikalische Anwendung der Analyse des Gezeitenpotentials. Hierbei macht der Verfasser besonders darauf aufmerksam, daß bei der Bearbeitung der Beobachtungen Vorsicht geboten ist, da auch ganz andersartige Einflüsse vorliegen können (z. B. Temperatur bei den Gezeiten der festen Erde und der Atmosphäre), die gezeitenähnliche Perioden besitzen und demnach Gezeitenbewegungen fälschen oder auch vortäuschen, wo solche gar nicht oder nur untergeordnet in Erscheinung treten.

F. Hopfner gibt in seiner Besprechung der Gezeiten der festen Erdkruste zuerst eine im wesentlichen historisch dargestellte Übersicht über die zahlreichen bisher bekannten Arbeiten auf diesem Gebiet. Bei der Ableitung der Righeits- und Zähigkeitskoeffizienten der Erde stellt sich zunächst die Schwierigkeit heraus, daß die ganztägige Tide einen anderen Wert ergibt als die halbtägige, und daß diese aus den Gezeitenbeobachtungen errechneten Werte wiederum verschieden sind von denen, die sich aus Erdbeben und Polschwankungen ergeben. Über die Versuche, zu einer Erklärung hierfür zu kommen, wird ausführlich berichtet, wobei besonders die Arbeiten von W. Schweydar berücksichtigt werden, der die Ursache der erwähnten Unstimmigkeit in der Einwirkung der Meeresgezeiten sieht (d. h. in der periodischen Be- und Entlastung der Erdkruste durch die Wassermassen) und auch in der Lage ist, die Widersprüche im wesentlichen zu beseitigen. Auch die bekannte Tatsache, daß die Erdkruste den raschen Erdbebenbewegungen gegenüber sich anders verhält als bei den langsamen Gezeitenkräften, spielt eine wesentliche Rolle hierbei. Die ganztägigen Gezeiten erweisen sich für die Bearbeitung als geeigneter als die halbtägigen, da sie durch die Meeresgezeiten weniger gestört werden. Erst zum Schluß geht der Verfasser auf die theoretische Seite des behandelten Problems ein und entwickelt unter verschiedenen Voraussetzungen die zur Bestimmung der Righeits- und Zähigkeitskoeffizienten erforderlichen Formeln.

Im Abschnitt über die Drehbewegungen der Erde bringt M. Milankovitch zuerst die klassische Theorie der freien Rotation des starren Körpers. Es folgt eine ausführliche Besprechung des durch die Erdrotation bedingten scheinbaren Laufes der Sonne am Himmel, sowie der Länge von Tag und Nacht in den verschiedenen Breiten und Jahreszeiten. Hierbei werden Dämmerungserscheinungen und atmosphärische Strahlenbrechung mit berücksichtigt. Dann kommt die Theorie der durch periodische äußere Störungskräfte erzwungenen Rotation, die auf die bekannte Erscheinung der Präzession und Nutation angewendet wird. Zuletzt bringt der Verfasser die Folgerungen, die sich hieraus für die Zeitmessung und Zeitzählung ergeben und die sich im bürgerlichen Leben in der Notwendigkeit der unregelmäßigen Verteilung der Schalttage im Kalender äußern. Eine kurze Besprechung der wichtigsten Kalenderreformen beendet den vorliegenden Abschnitt.

Läßt man die Voraussetzung fallen, daß die Erde ein starrer Körper ist, so wird man zwangsläufig zu den säkularen Polverschiebungen geführt. Die Untersuchung dieser Frage ist wichtig für die Klimaforschung der Vorzeit. So lassen sich beispielsweise die aus geologischen Untersuchungen abgeleiteten Klimate früherer Epochen zum Teil nur dadurch erklären, daß man Polverlagerungen größten Ausmaßes annimmt. Da die Geologen vielfach von dieser Erklärungsmöglichkeit zu weitgehend Gebrauch machen, erweist es sich als notwendig, dieses Problem von der mathematisch-physikalischen Seite aus zu behandeln. Hierbei ist es vorteilhaft, von einfachen mechanischen Modellen auszugehen und für diese die Polwanderungen zu bestimmen. Der Verfasser behandelt folgende drei Möglichkeiten: 1. Die Erde ist flüssig und befindet sich im zonalen Bewegungszustand (wie z. B. die Sonne), 2. die Erde ist fest mit langsam veränderlichen Trägheitshauptachsen, 3. die Erde ist nachgiebig gegenüber langandauernden Kräften und befindet sich im isostatischen Gleichgewicht. Die beiden ersten Fälle scheiden aus für größere Polverlagerungen. Der erste kann überdies nur die Verhältnisse aus der Zeit vor Bildung der Erdkruste beschreiben, während der zweite nicht entfernt ausreicht, um die geforderten Polbewegungen zu erklären, selbst wenn man Kontinentalverschiebungen zuläßt. Es bleibt also zunächst nur die dritte Möglichkeit bestehen. Hier zeigt der Verfasser, daß der Rotationspol längs der Vektorlinien des Feldes grad Ω wandert, worin Ω für jeden Punkt der Erdoberfläche das Trägheitsmoment der Sialdecke für eine durch diesen Punkt der Oberfläche und den Erdmittelpunkt gehende Achse bedeutet. Über die Geschwindigkeit dieser Polbewegung wird jedoch nichts Abschließendes ausgesagt. Dies soll erst nach Veröffentlichung der Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes im achten Band des Handbuchs erfolgen. Dann erst läßt sich entscheiden, ob das dritte Modell zur Erklärung der von der geologischen Klimaforschung geforderten Polbewegungen ausreicht oder ob man nach anderen Ursachen suchen muß.

Heinrich Jung, Göttingen.

W. U. Behrens: *Mathematische Methoden für Versuchsansteller auf dem Gebiete der Naturwissenschaften, Landwirtschaft und Medizin.* E. Ulmer, Stuttgart 1933. 136 Seiten mit 14 graphischen Darstellungen.

Obwohl die in dieser Schrift angeführten Beispiele fast ausschließlich aus der landwirtschaftlichen und medizinischen Statistik entnommen sind, dürfte dieses Buch auch für den Physiker von Interesse sein. Es werden die üblichen statistischen Methoden (Mittelwertrechnung, Fehlerrechnung, Korrelationsrechnung usw.) von der rein praktischen Seite behandelt. Die Beweise für die angeführten und verwendeten Sätze werden dem Mathematiker überlassen. Besonderen Wert gewinnt das Buch dadurch, daß nicht nur, wie sonst bei der Darstellung dieses Stoffes vielfach üblich, darauf hingewiesen wird, daß die allgemeinen statistischen Formeln, die unter der Voraussetzung einer großen Anzahl von Beobachtungen abgeleitet werden, bei nur wenigen Beobachtungen mit Vorsicht zu verwenden sind, sondern es werden quantitative Merkmale angegeben, die die Zuverlässigkeit der aus statistischen Betrachtungen gewonnenen Ergebnisse auch bei kleiner Anzahl von Beobachtungen zu beurteilen erlauben.

Heinrich Jung, Göttingen.

Zeitschrift für die gesamte Naturwissenschaft einschl. Naturphilosophie und Geschichte der Naturwissenschaft und Medizin. 1. Jahrgang, Heft 1/2, April 1935, S. 1—80, mit 5 Abbildungen. Herausgegeben von A. Bunninghoff, K. Beurlen, K. Hildebrandt, K. L. Wolf in Kiel. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. Bezugspreis 20.— RM für den Jahrgang zu 12 Heften im Gesamtumfang von 30 Bogen.

Das erste Doppelheft der neuen Zeitschrift enthält:

Hildebrandt, Positivismus und Natur. S. 1—22.

Beurlen, Bedeutung und Aufgabe geologischer Forschung. S. 23—35.

v. Uexküll und Brock, Vorschläge zu einer subjektbezogenen Nomenklatur in der Biologie. S. 36—47.

Schaeppi, Warum studieren wir Biologie? S. 48—53.

Tietze, Vergleichende Pathologie. Wesen und Bedeutung erläutert an einem Beispiel. S. 54—57.

Becksmann, Morphologie und Erdgeschichte. S. 58—66.

6 $\frac{1}{2}$ Seiten kleine Mitteilungen und 6 $\frac{1}{2}$ Seiten Buchbesprechungen.

Die neue Zeitschrift stellt sich die Aufgabe, über die Fortschritte in allen Gebieten der Naturwissenschaft zu berichten, soweit diese Fortschritte über eine spezielle Fragestellung hinaus für weitere Zusammenhänge Bedeutung besitzen. Sie will dadurch der fraglos vorhandenen Gefahr entgegenwirken, daß eine zu weit gehende und um ihrer selbst getriebene Spezialisierung ohne lebendigen Zusammenhang mit den Endzielen der Forschung und der konkreten Wirklichkeit sich breit macht.

Die großen Zusammenhänge, die zwischen den einzelnen Wissensgebieten bestehen und die Gesamtheit der Wissenschaften zu einem Weltbild vereinen, sollen in erster Linie gepflegt und herausgestellt werden. Daher wird auch die Naturphilosophie und die Geschichte der Naturwissenschaften und Medizin in den Aufgabenkreis der Berichterstattung einbezogen. Geisteswissenschaft und exakte Naturforschung müssen gesonderte Wege gehen; sie sollen jedoch nicht verständnislos nebeneinander herlaufen. Sie müssen Beziehung zueinander suchen und gemeinsam Träger einer einheitlichen Weltanschauung werden, die selbst wieder antreibend auf die Forschung rückwirken soll.

In diesem Sinne will die neue Zeitschrift wirken. Man kann nur wünschen, daß ihr ein voller Erfolg beschieden wird, und daß sie den Gefahren entgeht, die mit dem Drang nach Vereinheitlichung verbunden sind. Gefahren wie sie z. B. in der theoretischen Physik und auch anderswo gelegentlich zutage treten, wenn impulsive Gelehrte, verführt durch mathematische Kunstsprache oder klingende Terminologie, im Bestreben, das physikalische Geschehen einheitlich zu erfassen, ihre eigenen Überlegungen und vorgefaßten Anschauungen höher bewerten als die exakten experimentellen Forschungsergebnisse, wenn letztere nicht hineinpassen. G. Angenheister, Göttingen.

The Three Components of Microseismic Disturbance at Kew Observatory. Geophysical Memories No. 66, 1935. Price 1 sh 0 d net, postage extra beziehbar durch H. M. Stationery Office, London.

Vorliegender Bericht gibt Tabellen und Beobachtungen der drei Komponenten mikroseismischer Störungen am „Kew Observatorium“ 1932.

Die Änderung des Amplitudenverhältnisses A_H/A_Z ist in Übereinstimmung mit der Vorstellung, daß die Mikroseismik Rayleigh-Wellen durch Granit mit darüberliegendem Deckgebirge darstellen.

Der Verfasser kommt zu dem Ergebnis, daß bei der Intensitätsbetrachtung der Amplituden die Vertikalkomponente für mikroseismische Untersuchung zu bevorzugen sei. Daher wird seit 1935 im „Kew Observatorium“ nur noch die „Z-Komponente“ für die Tabellen der mikroseismischen Beobachtungen benutzt. B. Sc. Kamel.

Zeitsignale. 45 S. Mittler u. Sohn, Berlin, Kochstr. 68, 1935. Preis RM 1.—.

Die Marineleitung gibt wie im Vorjahre den Teil „Zeitsignale“ des soeben erschienenen „Nautischen Funkdienstes 1935“ (in Vertrieb bei E. S. Mittler & Sohn, Berlin, Kochstr. 68—71) als Sonderdruck zum Preise von RM 1.— heraus. Das 45 Seiten umfassende Heft bringt zunächst 1. Einheitszeit auf See durch Anwendung von Zeitzone; 2. Liste der Länder, die eine Einheitszeit eingeführt haben; 3. die gebräuchlichsten Arten der Zeitsignale und 2 Tafeln zur Reduktion der Koinzidenzsignale auf mittlere Zeit und auf Sternzeit. Dann folgt in — gegenüber dem Vorjahre — neuer Anordnung und unter Berücksichtigung aller inzwischen eingetretenen Änderungen die Beschreibung von 88 Zeitsignalen der ganzen Welt. Die Zusammenstellung der Zeitsignale nach M. G. Z., die beim Aufsuchen besonders von Kurzwellensignalen von Nutzen sein kann, ist beibehalten worden. Das Heft ist ferner mit einem Verzeichnis aller darin aufgeführten Sendestationen versehen.

In dieser alljährlich neu erscheinenden amtlichen Zusammenstellung wird dem Bedürfnis der an Zeitsignalen besonders interessierten Kreise Rechnung getragen.

Nach Mitteilung der Deutschen Seewarte.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Geophysikalisches Institut Göttingen

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn A. G., Braunschweig.
Verantwortlich für den Anzeigenteil: Wilh. Zimmermann, Braunschweig.
I. v. W. g. Printed in Germany

Turbulente Windströmungen auf der rauben Erdoberfläche

Von **Ludwig Roux**, Oppeln. — (Mit 22 Abbildungen)

Bei turbulenten Strömungen wird das Geschwindigkeitsprofil durch das logarithmische Profil gut approximiert. Die Turbulenzhöhe bzw. die anderen Größen (Winkel), die in dem logarithmischen Profilansatz unbestimmt gelassen sind, werden durch Anwendung des Impulssatzes berechnet. Die auftretenden Differentialgleichungen müssen fast immer numerisch gelöst werden (unter Benutzung der Tangentenmethode statt der genaueren Kuttaschen Methode, um allzu große Rechenarbeit zu vermeiden).

Zur Berechnung eines Strömungsvorganges kann man zwei Wege einschlagen:

1. Man löst die Bewegungsgleichungen des betreffenden Vorganges, d. h. man bestimmt direkt die Geschwindigkeit der Bewegung.

2. Man macht für die Geschwindigkeitsverteilung bestimmte Ansätze, die auf Grund experimenteller Ergebnisse als wahrscheinlich angenommen werden können oder aus anderen Gründen (etwa aus Analogie) gefordert werden. Mit diesem Ansatz geht man in die Bewegungsgleichungen ein und bestimmt dann die in dem Ansatz noch offen gebliebenen Größen. Der erste Weg führt meist zu unüberwindlichen mathematischen Schwierigkeiten. Wir werden daher hier den zweiten Weg einschlagen.

Die Geschwindigkeitsverteilung $u(z)$ in einer turbulenten Strömung, die wir stets als zweidimensional annehmen wollen, wird nach dem Ansatz von Prandtl*) durch das logarithmische Profil wiedergegeben:

$$u(z) = u(\delta) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{\delta}{z_0}} \quad (\text{s. Fig. 1}) \quad . \quad . \quad (1)$$

Dabei bedeutet: z die Höhe über dem Erdboden, z_0 die dem Rauigkeitsmaß k proportionale Höhe ($z_0 = k/30$), in der die Geschwindigkeit null ist, δ die sogenannte Turbulenzhöhe, bis zu der eine Abänderung der konstanten Windverteilung $u(\delta)$ infolge der Bodenreibung sich bemerkbar macht.

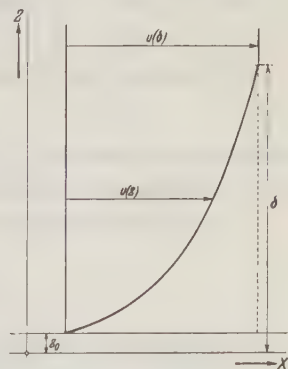


Fig. 1

*) L. Prandtl: Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre (Bjerknes-Festschrift) 19, 194.

Mit dem Ansatz (1) geht man nun in die Bewegungsgleichung ein. Dadurch erhält man für die unbestimmt gelassene Größe δ/z_0 eine Bestimmungsgleichung. Wir werden später auch Fälle behandeln, bei denen noch andere Größen im Geschwindigkeitsansatz vorkommen, deren Bestimmung dann ebenfalls in der angegebenen Weise erfolgt. Dabei benutzt man die Bewegungsgleichungen nicht in ihrer gewöhnlichen Form:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}, \dots \dots \dots (2)$$

sondern man integriert sie zuvor von z_0 bis δ (bei $z = \delta$ verschwindet die Schubspannung τ_{xz} ; ρ sei als konstant angenommen). Man erhält dann:

$$\int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial u}{\partial t} dz + \int_{z_0}^{\delta} u \frac{\partial u}{\partial x} dz + \int_{z_0}^{\delta} w \frac{\partial u}{\partial z} dz = -\frac{1}{\rho} \int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial p}{\partial x} dz - \frac{1}{\rho} \tau_{xz_0} \dots \dots (2a)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$ ergibt sich:

$$\int_{z_0}^{\delta} w \frac{\partial u}{\partial z} dz = w \cdot u \Big|_{z_0}^{\delta} - \int_{z_0}^{\delta} u \frac{\partial w}{\partial z} dz = w(\delta) \cdot u(\delta) + \int_{z_0}^{\delta} u \frac{\partial u}{\partial x} dz \dots \dots (2b)$$

und

$$w(\delta) = - \int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial u}{\partial x} dz, \dots \dots \dots (2c)$$

womit Gleichung (2a) übergeht in:

$$\int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial u}{\partial t} dz + 2 \int_{z_0}^{\delta} u \frac{\partial u}{\partial x} dz - u(\delta) \int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial u}{\partial x} dz = -\frac{1}{\rho} \int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial p}{\partial x} dz - \frac{1}{\rho} \tau_{xz_0} \dots \dots (3)$$

Dies ist die sogenannte „von Kármánsche Integralbedingung“ oder der Impulsatz, bezogen auf die Schicht von z_0 bis δ .

Für die Schubspannung am Boden τ_{xz_0} ist nach Prandtl*) zu setzen:

$$\tau_{xz} = \rho l^2 \frac{\partial u}{\partial z} \cdot \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \dots \dots \dots (4)$$

Der Mischungsweg l ist proportional der Höhe z zu setzen: $l = 0,4 z$. Somit ergibt sich für τ_{xz_0} mit dem Ansatz (1):

$$\tau_{xz_0} = \frac{0.16 \rho u^3 (\delta)}{\ln^2 \frac{\delta}{z_0}} \dots \dots \dots (5)$$

*) Bjerknes-Festschrift, I. c., S. 189.

Der Druckgradient $-\partial p/\partial x$ ist in den behandelten Fällen entweder null oder konstant gesetzt worden.

Unter diesen Voraussetzungen können wir nun die Geschwindigkeitsverteilung in ihrer Gesamtheit berechnen.

I. Stationäre Strömungsvorgänge

Man versteht darunter solche Vorgänge, bei denen die Zeitdauer ohne Einfluß auf die Bewegung ist. Sie werden dann in der Natur zu finden sein, wenn der Wind, der durch den Druckgradienten entsteht, schon genügend lange Zeit weht, so daß alle am Anfang auftretenden Anlaufbewegungen praktisch abgeklungen sind.

1. Die Turbulenzhöhe bei Wechsel der Bodenrauigkeit. Ein horizontal wehender, stationärer Seewind mit der Geschwindigkeit U trifft auf eine gleichmäßig flache Küste auf. Die Reibung zwischen Wind und Seewasser sei vernachlässigt, so daß also das Geschwindigkeitsprofil über der See überall konstant ($u = U$) ist. Sobald der Wind die Küste erreicht, wird die Strömung turbulent, d. h. das konstante Profil geht für $z < \delta$ in das logarithmische:

$$u = U \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{\delta}{z_0}} \quad \dots (6)$$

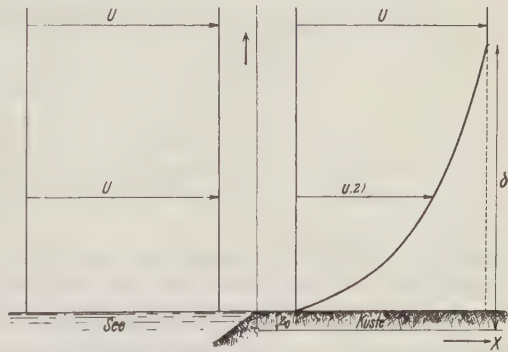


Fig. 2

über (s. Fig. 2).

Ansatz (6) wird in Gleichung (3) eingeführt, die in unserem Falle die Form:

$$2 \int_{z_0}^{\delta} u \frac{\partial u}{\partial x} dz - U \int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial u}{\partial x} dz = -\frac{1}{\rho} \tau_{xz_0} \quad \dots (3a)$$

bzw.

$$\frac{d}{dx} \int_{z_0}^{\delta} u (U - u) dz = \frac{1}{\rho} \tau_{xz_0} \quad \dots (7)$$

hat. Für die Schubspannung τ_{xz_0} ist Ausdruck (5) mit $u(\delta) = U$ zu setzen. Man erhält dann aus Gleichung (7) mit Gleichung (5) und (6):

$$\frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{x}{z_0}\right)} = \frac{0.16 \ln \frac{\delta}{z_0}}{\ln \frac{\delta}{z_0} \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - \frac{z_0}{\delta} \right) - 3 \ln \frac{\delta}{z_0} + 4 \left(1 - \frac{z_0}{\delta} \right)} \quad \dots (8)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung geschieht auf elementare Weise (für $\ln \delta/z_0$ wird eine Hilfsvariable eingeführt). Es ergibt sich:

$$\left(\frac{\delta}{z_0} - 1\right) \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - 4\right) + 4 \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\left(\ln \frac{\delta}{z_0}\right)^v}{v \cdot v!} = 0.16 \frac{x}{z_0} \dots \dots \dots (9)$$

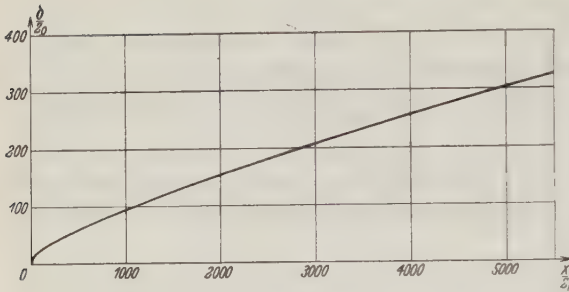


Fig. 3

[bei $x = 0$ (Küstenanfang) ist $\delta = z_0$ bzw. $\delta/z_0 = 1$ gesetzt]. Fig. 3 gibt die Turbulenzhöhe als Funktion von x/z_0 wieder.

Aus dem Verlauf der Turbulenzhöhe $\frac{\delta}{z_0} \left(\frac{x}{z_0}\right)$ läßt sich mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung der Reibungsaufwind

$$w(x, \delta) = - \int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial u}{\partial x} dz = U \cdot \frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{x}{z_0}\right)} \cdot \frac{\ln \frac{\delta}{z_0} - 1 + \frac{z_0}{\delta}}{\ln^2 \frac{\delta}{z_0}} \dots \dots \dots (10)$$

berechnen. Seine Größe ist in der Praxis für die Ausübung des Segelfluges von Bedeutung; sie nimmt stark mit x/z_0 ab (vgl. Fig. 4).

Wir gehen jetzt einen Schritt weiter und fragen nach dem Geschwindigkeitsprofil eines Windes, der schon lange Zeit über eine raue Fläche (Rauigkeitsmaß z_0) hinweggeweht ist und nun auf eine rauhere Fläche (Rauigkeitshöhe z_1 , $z_1 > z_0$) auftrifft. Solche Windströmungen werden dort zu finden sein, wo ein Wind, von einer Wiesen- oder Heidelandschaft kommend, über einen hohen Wald oder eine Großstadt hinwegweht. Von der Grenze der beiden verschiedenen Rauigkeiten an wird sich ein neues Reibungsprofil ausbilden.

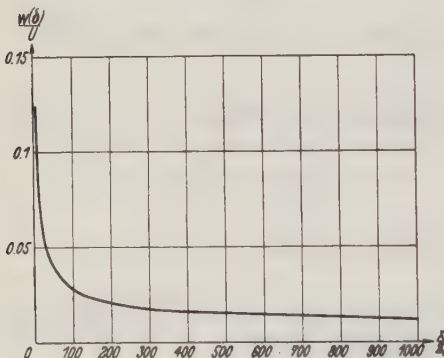


Fig. 4

Durch das Auftreffen der Luftmasse auf eine Fläche von größerer Rauigkeit (z_1) wird sich das an-

kommende Profil $u = U \frac{\ln z/z_0}{\ln \delta/z_0}$ vom Boden um den Betrag $a(x)$ abheben. In dieses abgehobene Profil soll sich das sich neu bildende Profil so einfügen, wie

aus Fig. 5 zu ersehen ist. Die Übergangsbedingungen sind dann (s. Fig. 5) (Δ ist die Turbulenzhöhe des neuen Profils, u^* seine Geschwindigkeit):

$$\int_a^{\Delta} u \, dz = \int_0^{\Delta} u^* \, dz \quad (\text{Kontinuität}), \dots \dots (11a)$$

$$u(\Delta) = u^*(\Delta) = u_1 \quad (\text{Anschlußpunkt}) \dots \dots (11b)$$

Für das gehobene alte Profil wäre zu setzen:

$$u(z) = U \frac{\ln \frac{z-a+z_0}{z_0}}{\ln \frac{\delta+z_0}{z_0}}, \dots \dots \dots (12)$$

für das neu sich entwickelnde:

$$u^*(z) = U \cdot \frac{\ln \frac{\Delta-a+z_0}{z_0}}{\ln \frac{\delta+z_0}{z_0}} \cdot \frac{\ln \left(\frac{z}{z_1} + 1 \right)}{\ln \left(\frac{\Delta}{z_1} + 1 \right)} \dots \dots \dots (13)$$

Statt dessen wollen wir die logarithmischen Profile, um die Rechnung durchführen zu können, durch Potenzprofile ersetzen:

$$u(z) = U \left(\frac{z-a}{\delta} \right)^{\beta}, \dots (12a)$$

$$u^*(z) = U \left(\frac{\Delta-a}{\delta} \right)^{\beta} \left(\frac{z}{\Delta} \right)^{\gamma} (13a)$$

Der Exponent β sei so gewählt, daß die beiden Profile (12) und (12a) gleichen Inhalt haben; dann muß gelten:

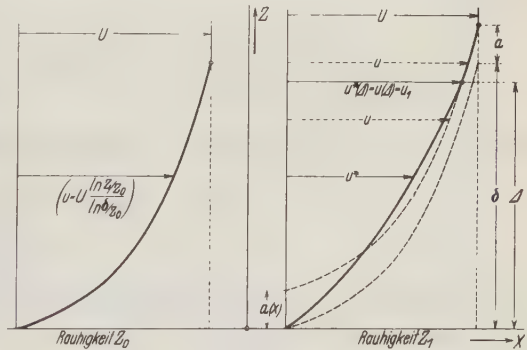


Fig. 5

$$\int_a^{\delta+a} U \frac{\ln \frac{z-a+z_0}{z_0}}{\ln \frac{\delta+z_0}{z_0}} dz = \int_a^{\delta+a} U \left(\frac{z-a}{\delta} \right)^{\beta} dz, \dots \dots \dots (14)$$

daraus:

$$\beta = \frac{\frac{\delta}{z_0} - \ln \left(\frac{\delta}{z_0} + 1 \right)}{\left(\frac{\delta}{z_0} + 1 \right) \ln \left(\frac{\delta}{z_0} + 1 \right) - \frac{\delta}{z_0}} \dots \dots \dots (15)$$

Es sei $\delta/z_0 = \text{konstant} \sim 60000$ gewählt, so daß sich $\beta = 1/10$ ergibt. Einem beträchtlichen Rauigkeitsverhältnis z_1/z_0 entsprechend wollen wir $\gamma = 1/5$ setzen.

Die Profile (12a) und (13a) erfüllen die Übergangsbedingung (11b), während sich aus Gleichung (11a) eine Bestimmungsgleichung für die unbekannte Größe $a(x)$ ergibt:

$$a(x) = \Delta(x) \frac{\gamma - \beta}{\gamma + 1} \dots \dots \dots (16)$$

Mit τ_1 für die Schubspannung bei $z = \Delta$ nimmt der Impulssatz (8) jetzt die Form an:

$$\left. \begin{aligned} u_1 \int_0^{\Delta} \frac{\partial u^*}{\partial x} dz - 2 \int_0^{\Delta} u^* \frac{\partial u^*}{\partial x} dz &= \frac{1}{\varrho} (\tau_0^* - \tau_1), \\ u_1 \int_a^{\Delta} \frac{\partial u}{\partial x} dz - 2 \int_a^{\Delta} u \frac{\partial u}{\partial x} dz &= \frac{1}{\varrho} (\tau_0 - \tau_1) \end{aligned} \right\}, \dots \dots (17)$$

aus der man durch Kombination und Berücksichtigung von Gleichung (11a) erhält:

$$\frac{d}{dx} \left\{ \int_a^{\Delta} u^3 dz - \int_0^{\Delta} u^{*2} dz \right\} = \frac{1}{\varrho} (\tau_0^* - \tau_0) \dots \dots \dots (18)$$

Für τ_0^* wäre bei logarithmischem Profilansatz zu setzen:

$$\tau_0^* = 0.16 \varrho u_1^3 \frac{1}{\ln^2 \left(\frac{\Delta}{z_1} + 1 \right)} \dots \dots \dots (19)$$

Bei gleichem Inhalt des logarithmischen Profils (19) und des Potenzprofils (13a) ergibt sich für $1/\ln(\Delta/z_1 + 1)$:

$$\frac{1}{\ln \left(\frac{\Delta}{z_1} + 1 \right)} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} + \frac{1}{\Delta/z_1}, \dots \dots \dots (20)$$

also für τ_0^* :

$$\tau_0^* = 0.16 \varrho u_1^3 \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} + \frac{1}{\Delta/z_1} \right)^2 \dots \dots \dots (19a)$$

Für die konstante Schubspannung τ_0 erhält man aus Form (5) mit $\delta/z_0 = \text{konstant}$:

$$\tau_0 = 0.16 \varrho u_1^3 \frac{1}{\ln^2 \left(\frac{\delta}{z_0} + 1 \right)} \dots \dots \dots (21)$$

Mit den Gleichungen (12a), (13a), (19a) und (21) liefert Gleichung (18):

$$\frac{d\left(\frac{\Delta}{z_1}\right)}{d\left(\frac{x}{z_1}\right)} \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{2\gamma + 1} - \frac{2\beta(\gamma + 1)}{(2\gamma + 1)(\beta + 1)} \right\} \\ = 0.16 \left\{ \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} + \frac{1}{\Delta/z_1} \right)^2 - \frac{1}{\ln^2 \left(\frac{\delta}{z_0} + 1 \right)} \right\} \dots \dots (22)$$

Die Integration ergibt mit den Anfangswerten $\Delta/z_1 = 0$ bei $x/z_1 = 0$:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\Delta/z_1}{A-B} - \frac{A}{(A-B)^2} \ln \left[\left(\frac{\Delta}{z_1} \right)^2 (A-B) + 2A \cdot \frac{\Delta}{z_1} + 1 \right] \\ & - \frac{1 - \frac{2A^2}{A-B}}{(A-B)\sqrt{A-B-A^2}} \left[\arctg \frac{(A-B)\frac{\Delta}{z_1} + A}{\sqrt{A-B-A^2}} - \arctg \frac{A}{\sqrt{A-B-A^2}} \right] \end{aligned} \right\} (23) \\ = C \cdot \frac{x}{z_1}$$

mit

$$A = \frac{\gamma}{\gamma + 1}, \quad B = \frac{1}{\ln^2 \left(\frac{\delta}{z_0} + 1 \right)}, \quad C = \frac{0.16}{1 - \frac{1}{2\gamma + 1} - \frac{2\beta(\gamma + 1)}{(2\gamma + 1)(\beta + 1)}}.$$

Fig. 6 gibt das Verhalten der neuen Turbulenzhöhe $\frac{\Delta}{z_1} \left(\frac{x}{z_1} \right)$ an; sie verläuft steiler als die Turbulenzhöhe bei der kleineren Rauigkeit z_0 .

2. Die Turbulenzhöhe beim Vordringen eines Kaltluftkeils. Es kommt in der Meteorologie nicht selten vor, daß durch den Gang der Bodentemperatur, des Barometers und durch das Auftreten eines sogenannten Windsprunges das Vordringen eines Kaltluftkeils beobachtet wird. Ein solcher Keil schiebt sich aus Stabilitäts-

gründen unter die wärmere Luftmasse, ist also stets mit dem Erdboden in Berührung. Durch die Reibung am Boden wird sich eine Turbulenzschicht entwickeln, deren Höhe wir berechnen wollen. Der Keil wird als möglichst flach angenommen, so daß der waagerechte Druckgradient in ihm vernachlässigt werden darf; er soll sich mit konstanter Geschwindigkeit über die Erdoberfläche hinweg-

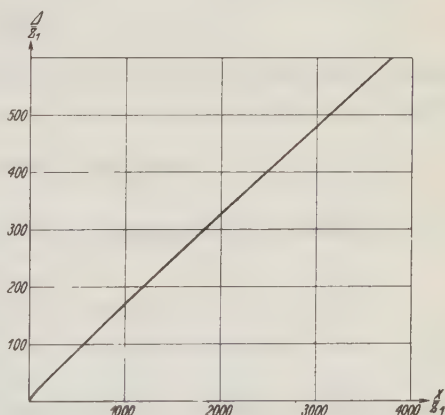


Fig. 6

bewegen. Die Aufgleitbewegung der wärmeren Luftschicht an der Frontfläche des Keiles gehe ohne Rückwirkung auf die Kaltluftmasse vor sich.

Zur Festlegung eines im Keil ruhenden Koordinatensystems wollen wir annehmen, daß die Erde sich mit konstanter Geschwindigkeit U unter dem ruhenden Keil hinwegbewegt.

Für das Geschwindigkeitsprofil gilt dann folgender Ansatz:

$$u = U \left(1 - \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{z_1}{z_0}} \right) \dots \dots \dots (24)$$

Darin soll z_1 die Höhe bedeuten, in der die Geschwindigkeit null ist. Sie wird so bestimmt, daß die Kontinuität gewahrt bleibt, d. h. daß die nach links und

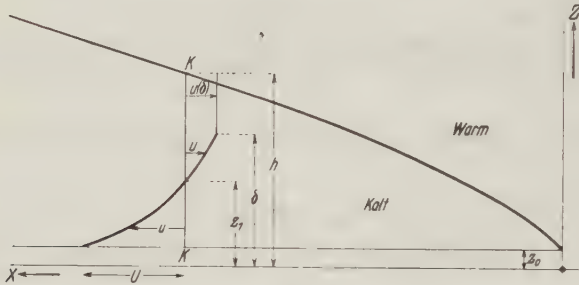


Fig. 7

rechts durch die Kontrolllinie KK durchströmende Luftmenge gleich groß ist. Dazu muß gelten:

$$\int_{z_0}^{z_1} u dz = - \int_{z_1}^{\delta} u dz - u(\delta)(h - \delta) \dots \dots \dots (25)$$

mit h = Höhe des Keiles und

$$-u(\delta) = U \left(\frac{\ln \frac{\delta}{z_0}}{\ln \frac{z_1}{z_0}} - 1 \right).$$

Daraus ergibt sich für z_1 die Beziehung:

$$\ln \frac{z_1}{z_0} = \frac{\frac{h}{z_0} \ln \frac{\delta}{z_0} - \frac{\delta}{z_0} + 1}{\frac{h}{z_0} - 1} \dots \dots \dots (26)$$

Bei $h \rightarrow \infty$ wird $z_1 = \delta$, wie es ja auch sein muß.

Zur Berechnung der Höhe $\delta(x)$ setzen wir den Impulssatz (3) an; hier muß sich jetzt die Integration von z_0 bis h erstrecken. Da der Temperatursprung bei $z = h$ ein Gleiten der beiden Luftmassen aufeinander ohne Reibung bewirkt, und horizontale Druckunterschiede nach Voraussetzung nicht auftreten, kann wegen $\int_{z_0}^h u \, dz = 0$ der Impulssatz (3) umgeformt werden in:

$$\frac{d}{dx} \varrho \int_{z_0}^h u^2 \, dz = \frac{0.16 \varrho U^2}{\ln^2 \frac{z_1}{z_0}} \dots \dots \dots (27)$$

Die Höhe h des Kaltluftkeils wollen wir nicht von vornherein als Funktion von x festlegen, sondern wir setzen sie proportional der Turbulenzhöhe, so daß wir die Höhe des Keils erst nachträglich bestimmen können, wenn die Turbulenzhöhe bekannt ist:

$$h = c \delta, \quad c = \text{konst.}, \geq 1 \dots \dots \dots (28)$$

Setzt man nun die vorliegenden Daten in Gleichung (27) ein, so ergibt sich für die Turbulenzhöhe eine gewöhnliche Differentialgleichung, die sich nur numerisch integrieren läßt:

$$\frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{x}{z_0}\right)} = \frac{0.16 \left(c \frac{\delta}{z_0} - 1\right)^2}{B - 2 \frac{c \ln \frac{\delta}{z_0} + c - 1}{c \frac{\delta}{z_0} \ln \frac{\delta}{z_0} - \frac{\delta}{z_0} + 1} \cdot A} \dots \dots \dots (29)$$

mit

$$\begin{aligned} A &= 2c \left(\frac{\delta}{z_0}\right)^2 \left\{ (1-c) \ln \frac{\delta}{z_0} + \frac{1}{2c} - c - 1 \right\} + \frac{\delta}{z_0} \left\{ 3c - 2(1-c) \ln \frac{\delta}{z_0} \right\} \\ &\quad + c(2c-1) \left(\frac{\delta}{z_0}\right)^3 - c \left(\frac{z_0}{\delta} - c\right) \left(\frac{\delta}{z_0}\right)^2 \ln^2 \frac{\delta}{z_0} - 1, \\ B &= 2c \frac{\delta}{z_0} \left\{ (2-3c) \ln \frac{\delta}{z_0} + \frac{1}{c} - 1 - 3c \right\} + c \left(1 - 2c \frac{\delta}{z_0}\right) \ln^2 \frac{\delta}{z_0} \\ &\quad + 2(2c-1) \ln \frac{\delta}{z_0} + 3c(2c-1) \left(\frac{\delta}{z_0}\right)^3 + (5c-2). \end{aligned}$$

Den Verlauf der Kurve in der Nähe von $\delta/z_0 = 1$, $x/z_0 = 0$ gibt die Anfangslösung; die man durch Entwicklung der Differentialgleichung nach kleinen Werten von $(\delta/z_0 - 1)$ erhält:

$$\frac{\delta}{z_0} = 1 + \sqrt[3]{1.44 \frac{x}{z_0}} \dots \dots \dots (30)$$

Fig. 8 gibt die x -Abhängigkeit der Turbulenzhöhe im Keil wieder ($c = 2$, Integrationsschritte von 0.1 bis 100, Tangentenmethode).

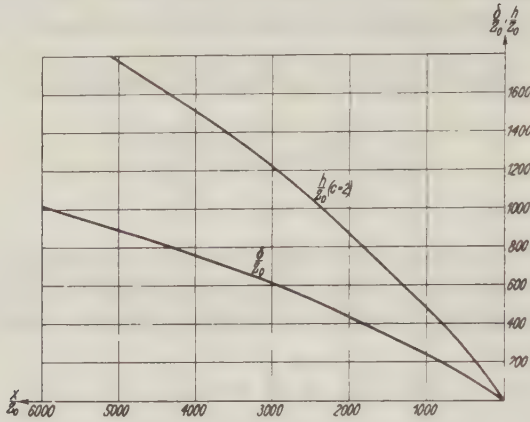


Fig. 8

In Fig. 9 ist der zeitliche Verlauf der Reibungskraft an einem Punkt des Erdbodens beim Darüberhinweggehen des Kaltluftvorstoßes wiedergegeben.

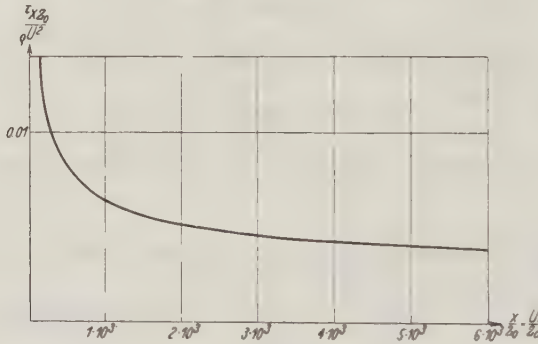


Fig. 9

Das Unendlichwerden der Reibungskraft am Anfang kommt daher, daß der Keil plötzlich mit der Geschwindigkeit U ankommt; in Wirklichkeit erfolgt der Geschwindigkeitsübergang allmählich.

II. Nichtstationäre Strömungsvorgänge

Wir kommen nun zur Behandlung einiger nichtstationärer Strömungsvorgänge. Hier ist es unsere Aufgabe, die Zeitabhängigkeit der Bewegung neben der Ortsabhängigkeit festzulegen, wobei vor allem die Erddrehung zu berücksichtigen ist.

1. Die Richtung des Bodenwindes und die Turbulenzhöhe eines bei $t = 0$ mit dem Erdboden in Berührung kommenden Gradientwindes. Bildet sich in einer Luftmasse ein konstanter Druckgradient $-\partial p/\partial y$ so allmählich aus, daß keine Schwingungen nach Art von Gleichung (55), S. 186 entstehen, so hat die Strömung in einiger Höhe über dem Erdboden ($z > \delta$) eine Richtung senkrecht zum Gradienten G , und ihre Geschwindigkeit ist:

$$\frac{G}{2\omega'} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\omega \sin \varphi \partial y} = U \dots \dots \dots (31)$$

(ω = Winkelgeschwindigkeit der Erde, φ = geographische Breite). U ist der sogenannte Gradientwind. — Eine solche Windströmung soll zunächst reibungslos über eine am Boden befindliche dünne Kaltluftschicht hinweggehen. Zur Zeit $t = 0$ soll die Kaltluftschicht zur Seite wegfließen oder durch Erwärmung beseitigt werden. Infolge der dann auftretenden Bodenreibung ist jetzt das Gleichgewicht zwischen dem Druckgradienten und der Corioliskraft des Gradientwindes U gestört. Die Folge davon ist, daß sich vom Erdboden bis zur Höhe δ eine Geschwindigkeitsverteilung einstellt, die mit einiger Annäherung durch Fig. 10 wiedergegeben werden kann (die Höhe z ist senkrecht zur Zeichenebene gerichtet). Die Geschwindigkeitskomponenten u und v sind hierbei nach folgendem Ansatz berechnet worden:

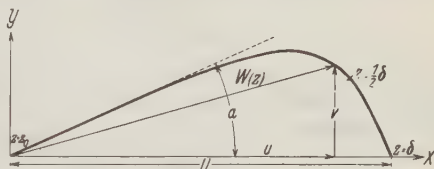


Fig. 10

$$u = U \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{\delta}{z_0}}, \dots \dots \dots (32a)$$

$$v = u \operatorname{tg} \alpha \left(1 - \frac{z - z_0}{\delta - z_0} \right) \dots \dots \dots (32b)$$

Die z -Abhängigkeit des Verhältnisses v/u (der Faktor $1 - \frac{z - z_0}{\delta - z_0}$) ist zunächst willkürlich gewählt worden, und zwar linear der bequemerer Rechnung wegen. Die daraus berechnete Geschwindigkeitsverteilung (Fig. 10) stimmt aber einigermaßen gut mit der von Ekman für Meeresströmungen*) berechneten überein, die wir auch auf die Windströmungen übertragen können.

Den zeitlichen Verlauf der Turbulenzhöhe erhalten wir nun durch Ansetzen des Impulssatzes für die Turbulenzschicht. Die Berechnung der Ortsabhängigkeit

*) W. Ekman: On the influence of the Earth's rotation on Ocean currents. Arkiv f. math. astr. och fysik 2, Nr. 11, 1905.

lassen wir hier wegen zu großer rechnerischer Schwierigkeiten weg. Dafür bestimmen wir aber noch die zeitliche Änderung des Winkels α , den der Bodenwind mit dem Gradientwind U bildet. Unter Berücksichtigung der Erdrotation erhält man den Impulssatz in analoger Weise wie die Gleichung (3) durch Integration der Bewegungsgleichungen in der Turbulenzschicht ($\omega' = \omega \sin \varphi$):

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + 2\omega' v \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} - 2\omega' u + G \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (33)$$

von z_0 bis δ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho \int_{z_0}^{\delta} (U - u) dz + 2\omega' \rho \int_{z_0}^{\delta} v dz &= \tau_{xz_0} \\ - \frac{d}{dt} \rho \int_{z_0}^{\delta} v dz + 2\omega' \rho \int_{z_0}^{\delta} (U - u) dz &= \tau_{yz_0} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (33a)$$

Für die Schubspannung am Boden τ_{z_0} in Richtung des Bodenwindes gilt allgemein die Beziehung:

$$\tau_{z_0} = \lim_{z \rightarrow z_0} \frac{0.16 \rho (u^2 + v^2)}{\ln^2 \frac{z}{z_0}}, \dots \dots \dots (34)$$

die durch die Gleichung (32) übergeht in:

$$\tau_{z_0} = \frac{0.16 \rho U^2 (1 + \text{tg}^2 \alpha)}{\ln^2 \frac{\delta}{z_0}} \dots \dots \dots (34a)$$

Die x - und y -Komponente der Schubspannung lautet dann:

$$\tau_{xz_0} = \tau_{z_0} \cdot \cos \alpha, \quad \tau_{yz_0} = \tau_{z_0} \cdot \sin \alpha \dots \dots \dots (34b)$$

Bei der Auswertung der beiden Gleichungen (33a) erhalten wir zwei simultane Differentialgleichungen für die Turbulenzhöhe δ/z_0 und den Ablenkungswinkel α als Funktionen der Zeit:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{U t}{z_0}\right)} &= \frac{0.32 \left(\frac{\delta}{z_0} - 1\right) \frac{1}{\cos \alpha} - \Omega \text{tg} \alpha \ln \frac{\delta}{z_0} \left\{ \left(\frac{\delta}{z_0}\right)^2 \left(2 \ln \frac{\delta}{z_0} - 3\right) - \left(1 - 4 \frac{\delta}{z_0}\right) \right\}}{2 \left(\frac{\delta}{z_0} - 1\right) \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - 1 + \frac{z_0}{\delta}\right)} \\ 2 \sin 2 \alpha f\left(\frac{\delta}{z_0}\right) \frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{U t}{z_0}\right)} &+ 0.64 \left(\frac{\delta}{z_0} - 1\right)^2 \sin \alpha - 8 \Omega \cos^2 \alpha g\left(\frac{\delta}{z_0}\right) \\ \frac{d \alpha}{d\left(\frac{U t}{z_0}\right)} &= \frac{\left(1 - \frac{z_0}{\delta}\right) \left\{ \left(\frac{\delta}{z_0}\right)^2 \left(2 \ln \frac{\delta}{z_0} - 3\right) - \left(1 - 4 \frac{\delta}{z_0}\right) \right\} \ln \frac{\delta}{z_0}}{\dots} \end{aligned} \right\} (35)$$

Dabei bedeutet:

$$\Omega = \frac{z_0 \cdot \omega'}{U},$$

$$f\left(\frac{\delta}{z_0}\right) = \left(1 - \ln \frac{\delta}{z_0} - \frac{z_0}{\delta}\right) \left(\frac{\delta}{z_0} - 1\right)^2 + \left(1 + \ln \frac{\delta}{z_0} - \frac{z_0}{\delta}\right) \cdot A,$$

$$A = \frac{\left(\frac{\delta}{z_0}\right)^2}{2} \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{4} - \frac{\delta}{z_0} \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - 1\right) - 1,$$

$$g\left(\frac{\delta}{z_0}\right) = \left(\frac{\delta}{z_0} - 1 - \ln \frac{\delta}{z_0}\right) \left(\frac{\delta}{z_0} - 1\right)^2 \ln \frac{\delta}{z_0}.$$

Die Anfangslösungen, die man zur numerischen Integration der beiden Gleichungen (35) braucht, erhält man wiederum durch Entwicklung nach kleinen Größen von $(\delta/z_0 - 1)$ und α :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta}{z_0} &= 1 + \sqrt[3]{0.96 \frac{U t}{z_0}} \\ \alpha &= 1.057 \Omega \frac{U t}{z_0} = 1.057 \omega t \sin \varphi \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (36)$$

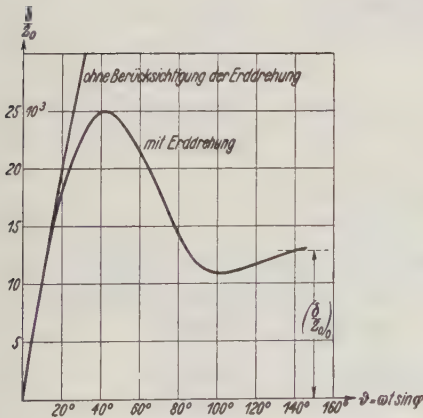


Fig. 11 a

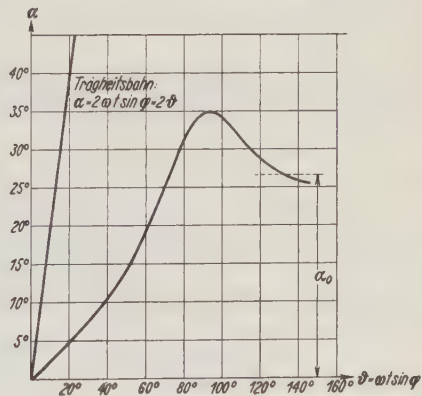


Fig. 11 b

Zur Bestimmung der Größenordnungen von Ω setzen wir folgende Zahlenwerte ein:

$$\Omega = \frac{z_0 \cdot \omega \cdot \sin \varphi}{U} = \frac{0.1 \cdot \frac{2 \pi}{86164} \cdot \frac{1}{2}}{10} = 3.65 \cdot 10^{-7} \dots \dots (37)$$

Das Resultat der numerischen Integration der Gleichung (35) gibt Fig. 11 wieder (mit $\Omega = 3.65 \cdot 10^{-7}$; Integrationschritte von 5 bis 30000). In Fig. 11 ist anstatt

Ut/z_0 der „Pendelwinkel“ ϑ (Winkeldrehung des Foucaultschen Pendels) in Graden aufgetragen:

$$\vartheta = \omega t \sin \varphi = \frac{\Omega U t}{z_0} \dots \dots \dots (38)$$

α ändert sich bei kleinen Zeiten nur langsam mit t . Deshalb verläuft die Turbulenzhöhe δ/z_0 in den Anfangszeiten wie die Größe h/z_0 bei Prandtl*) und weicht erst später von dieser ab (wird nicht unendlich wie diese).

Wir wollen weiter untersuchen, ob die Turbulenzhöhe δ/z_0 und der Ablenkungswinkel α im Laufe der Zeit einem Grenzwert zustreben. Zu diesem Zweck setzen wir:

$$\frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{Ut}{z_0}\right)} = 0, \quad \frac{d\alpha}{d\left(\frac{Ut}{z_0}\right)} = 0 \dots \dots \dots (39)$$

Die Gleichung (35) liefern damit zwei Bestimmungsgleichungen für die Grenzwerte $(\delta/z_0)_0$ und α_0 :

$$0.64 \cdot 0.32 \left\{ \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 - 1 \right\} = \frac{8 \left\{ \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 - 1 - \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 \right\} \cdot F \left(\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 \right)}{\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0^2 \left(2 \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 + 4 \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 - 4 \right)} \dots (40a)$$

mit

$$F \left(\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 \right) = \Omega^2 \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0^2 \ln^2 \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 \left\{ 2 \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 + 4 \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 - 4 \right\} - \left\{ 0.32 \left[\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 - 1 \right] \right\}^2, \\ \sin \alpha_0 = \frac{0.32 \left\{ \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 - 1 \right\}}{\Omega \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 \cdot \left\{ \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0^2 \left(2 \ln \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 - 3 \right) - \left(1 - 4 \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 \right) \right\}} \dots (40b)$$

Man erhält für die Grenzwerte, die vom Parameter Ω abhängen:

$$\text{bei } \Omega = 3.65 \cdot 10^{-7}: \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 = 12978.8; \alpha_0 = 26^\circ 35' 31'',$$

$$\text{bei } \Omega = 3.65 \cdot 10^{-8}: \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 = 94080.0; \alpha_0 = 24^\circ 8' 52''.$$

Prandtl hat in der Bjerknes-Festschrift für die Größe $\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 = \frac{h}{z_0}$ eine Abschätzungsformel gegeben**):

$$\frac{h}{z_0} \ln^2 \frac{h}{z_0} = 0.4 \cdot \frac{1}{\Omega} \dots \dots \dots (41)$$

*) Bjerknes-Festschrift, I. c., S. 195.

**) I. c. S. 195.

Schreibt man die Formel in der Gestalt:

$$\frac{h}{z_0} \Omega \ln^2 \frac{h}{z_0} = c = 0.4, \dots \dots \dots (41 a)$$

so ergibt sich bei den oben angegebenen Werten von Ω für die Konstante c nach unserer Rechnung:

$$\begin{aligned} \Omega = 3.65 \cdot 10^{-7} & \quad c = 0.425, \\ \Omega = 3.65 \cdot 10^{-8} & \quad c = 0.45. \end{aligned}$$

Zum Vergleich von α_0 mit experimentell gefundenen Werten dient folgende Tabelle von G. I. Taylor*):

Windstärke U (in 600 m Höhe):	$U < 4.5 \text{ m/sec}$	$U > 4.5 \text{ m/sec}$	$U > 13 \text{ m/sec}$
α_0 (beobachtet von Dobson):	19°	21.5°	20°
α_0 (berechnet von Taylor):	14°	18°	20°

Taylor erhält bei wachsendem U ein Ansteigen des Winkels α_0 , während bei uns α_0 mit U abnimmt, was ja Dobson auch einmal gemessen hat (21.5° → 20°). Dobson hat seine Werte aus Messungen über der See gewonnen, wo also z_0 sehr gering ist. Unser Winkel α_0 würde in diesem Falle in der Nähe von 22° liegen, da Ω wegen der geringen Rauigkeitshöhe z_0 noch kleiner als die oben angegebenen Werte sein müßte. Tollmien**) erhielt (allerdings bei etwas anderer Problemstellung) einen Winkel von 12.5°.

Der Verlauf von δ/z_0 und α in der Nähe von $(\delta/z_0)_0$ und α_0 läßt sich leicht feststellen. Dazu setzt man:

$$\frac{\delta}{z_0} = \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 + \xi, \quad \alpha = \alpha_0 + \eta, \dots \dots \dots (42)$$

wobei ξ und η so klein sein sollen, daß alle Glieder zweiter und höherer Ordnung vernachlässigt werden können. Die Rechnung ergibt:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\xi}{d\left(\frac{U}{z_0}\right)} &= \dot{\xi} = m \left(\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0, \alpha_0 \right) \cdot \xi + n \left(\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0, \alpha_0 \right) \cdot \eta \\ \frac{d\eta}{d\left(\frac{U}{z_0}\right)} &= \dot{\eta} = p \left(\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0, \alpha_0 \right) \cdot \xi + q \left(\left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0, \alpha_0 \right) \cdot \eta \end{aligned} \right\}, \dots \dots (43)$$

woraus man für ξ bzw. η folgende Differentialgleichung erhält:

$$\ddot{\xi} - (m + q) \dot{\xi} + (mq - np) \xi = 0 \dots \dots \dots (43a)$$

*) G. I. Taylor: Phil. Trans. R. S. London, Ser. A, **215** (1915).

) L. Prandtl u. W. Tollmien: Zeitschr. f. Geophysik **1, 47ff. (1924/25).

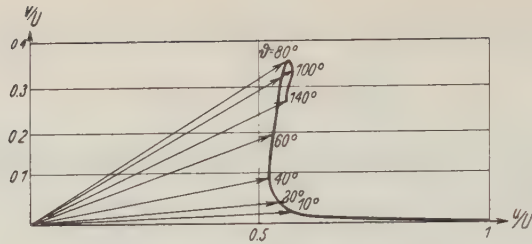


Fig. 12 a
Zeitlicher Verlauf des Windvektors in 20 m Höhe

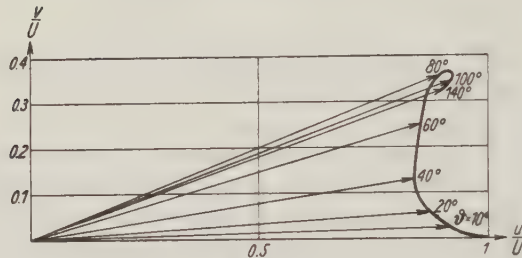


Fig. 12 b
Zeitlicher Verlauf des Windvektors in 500 m Höhe

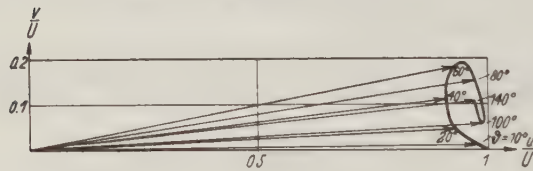


Fig. 12 c
Zeitlicher Verlauf des Windvektors in 1000 m Höhe

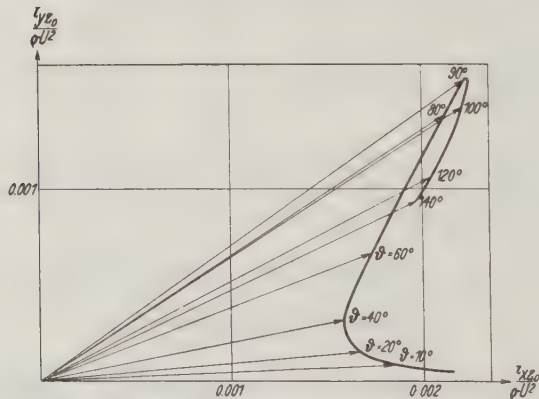


Fig. 13. Zeitlicher Verlauf der Reibungskraft

Mit dem Lösungsansatz $\xi = e^{\lambda \cdot \frac{U t}{z_0}}$ ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta}{z_0} &= \left(\frac{\delta}{z_0} \right)_0 + A e^{\Re(\lambda) \frac{U t}{z_0}} \cos \left(J(\lambda) \frac{U t}{z_0} + \psi_1 \right) \\ \alpha &= \alpha_0 + B e^{\Re(\lambda) \frac{U t}{z_0}} \cos \left(J(\lambda) \frac{U t}{z_0} + \psi_2 \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (44)$$

mit

$$\lambda = -6.78 \cdot 10^{-7} \pm i \cdot 9.7 \cdot 10^{-7} \quad \text{bei} \quad \Omega = 3.65 \cdot 10^{-7},$$

$$\lambda = -4.98 \cdot 10^{-8} \pm i \cdot 13.5 \cdot 10^{-8} \quad \text{bei} \quad \Omega = 3.65 \cdot 10^{-8}.$$

Der Einschwingungsvorgang in die Grenzwerte α_0 und $(\delta/z_0)_0$ hängt, abgesehen vom Dämpfungsfaktor $e^{\Re(\lambda) \frac{U t}{z_0}}$, nur wenig vom Verhältnis U/z_0 bzw. von Ω ab. Um dies einzusehen, führen wir den Pendelwinkel ϑ in Gleichung (44) ein. Für das Argument der trigonometrischen Funktionen ergibt sich jeweils:

$$2.663 \vartheta + \psi_1 \quad \text{bei} \quad \Omega = 3.65 \cdot 10^{-7},$$

$$3.697 \vartheta + \psi_1 \quad \text{bei} \quad \Omega = 3.65 \cdot 10^{-8}.$$

Auch der Windvektor $W(t)$ in einer bestimmten Höhe sowie die Reibungskraft am Erdboden schwingt im Laufe der Zeit in den stationären Wert ein. Man bestimmt dieses Verhalten mit Hilfe der Gleichung (32) bzw. (34a) und der Kurven in Fig. 11; das Resultat zeigen die Fig. 12 und 13.

2. *Die Turbulenzhöhe und die Richtung des Bodenwindes beim Vordringen eines Kaltluftkeils aus der Ruhe heraus.* In I, 2 hatten wir die Turbulenzhöhe eines auf Grund von zuvor erlangter kinetischer Energie sich stationär bewegendem Kaltluftkeils berechnet. Jetzt wollen wir annehmen, daß ein zunächst in Ruhe befindlicher Kaltluftkeil durch seinen Dichteunterschied gegenüber der darüberlagernden Warmluft in Bewegung gerät. In der Warmluft sei der Druckgradient null; dann herrscht im Kaltluftkeil ein horizontales Druckgefälle nach der warmen Luftmasse hin vom Betrag*):

$$-\frac{1}{\varrho_1} \frac{\partial p}{\partial y} = g \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{\varrho_1} \operatorname{tg} \Theta = G, \dots \dots \dots (45)$$

wobei unter ϱ_1 (ϱ_2) die mittlere Dichte des Keils (der Warmluft) zu verstehen ist und unter Θ der Neigungswinkel der Diskontinuitätsfläche gegen die Horizontale.

Diesmal sei angenommen, daß der Keil bei $t = 0$ eine feste, ebene Begrenzungsfläche hat. Da wir in der folgenden Rechnung die Kontinuität nicht berücksichtigen, wird sich die Form des Keils im Laufe der Zeit ändern, vor allem an der Spitze. Davon sei in der Rechnung abgesehen.

*) Siehe V. Bjerknes: Physikalische Hydrodynamik, S. 479. Springer 1933.

Fall A: Ohne Erdrotation. Der konstante Druckgradient falle in die y -Richtung: $-\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial y} = G$. Ohne Bodenreibung würde sich im Kaltluftkeil das Geschwindigkeitsprofil

$$v = G \cdot t \quad (v = 0 \text{ für } t = 0) \dots \dots \dots (46)$$

entwickeln, welches in jeder Höhe über dem Erdboden dasselbe ist. Infolge der Bodenreibung wird sich jedoch das Geschwindigkeitsprofil bis zur Turbulenzhöhe δ ändern:

$$v = G \cdot t \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{\delta}{z_0}}; \dots \dots \dots (47)$$

bei $z = \delta$ geht das Profil in das reibungslose über. Die zeitliche und örtliche Änderung der Turbulenzhöhe wollen wir bestimmen.

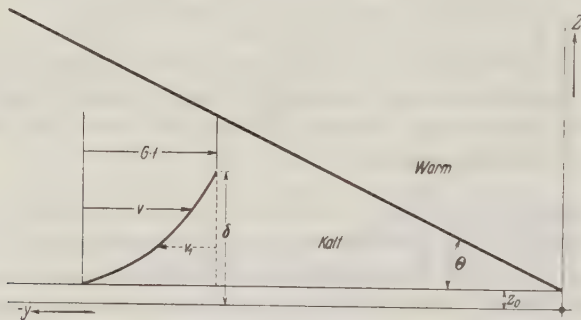


Fig. 14

Bei Festlegung eines relativ zum Keil ruhenden Koordinatensystems nimmt der Impulssatz (3) durch einfache Transformation die Form:

$$\int_{z_0}^{\delta} \frac{\partial v_1}{\partial t} dz + 2 \int_{z_0}^{\delta} v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} dz = \frac{0.16 G^2 t^2}{\ln^2 \frac{\delta}{z_0}} \dots \dots \dots (48)$$

an, wobei für v_1 zu setzen ist (s. Fig. 14):

$$v_1 = G t \left(1 - \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{\delta}{z_0}} \right) \dots \dots \dots (47a)$$

Es ergibt sich eine partielle Differentialgleichung erster Ordnung für den zeitlichen und örtlichen Verlauf von δ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \left(\frac{\delta}{z_0} \right)}{\partial \left(\sqrt{\frac{G}{z_0}} \cdot t \right)} \cdot \sqrt{\frac{G}{z_0}} \cdot t \ln \frac{\delta}{z_0} \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - 1 + \frac{z_0}{\delta} \right) \\ + \frac{\partial \left(\frac{\delta}{z_0} \right)}{\partial \left(\frac{y}{z_0} \right)} \cdot 2 \frac{G}{z_0} t^2 \left(\ln \frac{\delta}{z_0} + 2 \frac{z_0}{\delta} + \frac{\ln \frac{\delta}{z_0}}{\frac{\delta}{z_0}} - 2 \right) \\ = \ln \frac{\delta}{z_0} \left(0.16 \frac{G}{z_0} t^2 + \ln^2 \frac{\delta}{z_0} - \left(\frac{\delta}{z_0} - 1 \right) \ln \frac{\delta}{z_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

mit den Anfangsbedingungen:

1. $\frac{\delta}{z_0} = 1$ für alle $y = y_1 \geq 0$ zur Zeit $t = 0$,
2. $\frac{\delta}{z_0} = 1$ für $y = 0$ für alle $t = t_1 \geq 0$.

Die Lösung erfolgt nach der Charakteristikentheorie durch numerische Integration des äquivalenten Systems totaler Differentialgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \left(\sqrt{\frac{G}{z_0}} \cdot t \right)}{d \left(\frac{y}{z_0} \right)} &= \frac{\ln \frac{\delta}{z_0} \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - 1 + \frac{z_0}{\delta} \right)}{2 \sqrt{\frac{G}{z_0}} \cdot t \left(\ln \frac{\delta}{z_0} + \frac{2 z_0}{\delta} + \frac{\ln \frac{\delta}{z_0}}{\frac{\delta}{z_0}} - 2 \right)} \\ \frac{d \left(\frac{\delta}{z_0} \right)}{d \left(\frac{y}{z_0} \right)} &= \frac{\ln \frac{\delta}{z_0} \left(0.16 \frac{G}{z_0} t^2 + \ln^2 \frac{\delta}{z_0} - \left(\frac{\delta}{z_0} - 1 \right) \ln \frac{\delta}{z_0} \right)}{2 \frac{G}{z_0} t^2 \left(\ln \frac{\delta}{z_0} + \frac{2 z_0}{\delta} + \frac{\ln \frac{\delta}{z_0}}{\frac{\delta}{z_0}} - 2 \right)} \end{aligned} \right\} \quad \dots (49a)$$

Die zugehörigen Anfangslösungen lauten:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{\frac{G}{z_0}} \cdot t = \tau &= \sqrt{3 \left(\frac{y}{z_0} - C_1 \right)} \\ \frac{\delta}{z_0} &= 1 + \sqrt[3]{1.44 \left(\frac{y}{z_0} - C_2 \right)} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (50)$$

Auf dem ersten Rand [Anfangsbedingung (1)] gilt für die Konstanten die Beziehung

$$C_1 = C_2 = \frac{y_1}{z_0},$$

auf dem zweiten Rand dagegen

$$C_1 = -\frac{1}{3} \frac{G}{z_0} t_1^2, \quad C_2 = 0.$$

Die charakteristischen Kurven sind, soweit nötig, in Fig. 15a und b wiedergegeben (numerische Integration mit Integrationsschritten von 0.05 bis 1000 in y/z_0). Da die Konstante C_2 bei der zweiten Anfangsbedingung stets null ist, stellt die Kurve a in Fig. 15b den örtlichen und zeitlichen Verlauf der Turbulenzhöhe im Keil dar. Die Kurve ist so zu lesen, daß sie vom Nullpunkt bis zu den Punkten $\tau = 100, 200$ usw. den örtlichen Verlauf der Turbulenzhöhe zu diesen

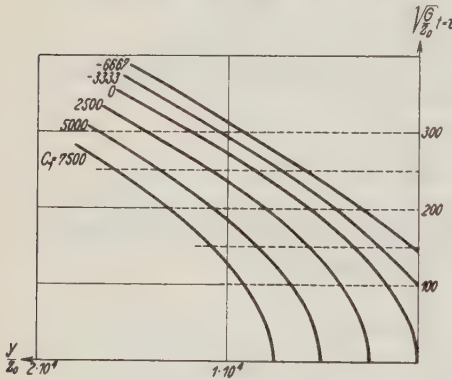


Fig. 15 a

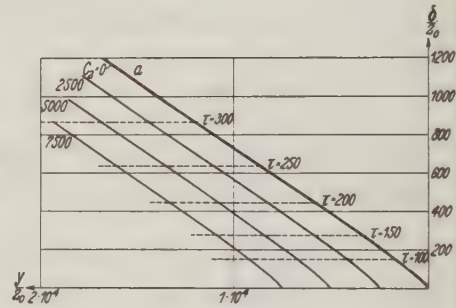


Fig. 15 b

Zeiten wiedergibt. Für größere y/z_0 , als dem jeweiligen Endpunkt entspricht, ist die Turbulenzhöhe gleich der des Endpunktes, vgl. die gestrichelten Linien in Fig. 15b.

Um zu zeigen, wie bei einem praktischen Beispiel die Kurve zu verwenden ist, seien einige Zahlenwerte eingesetzt:

$z_0 = 1$ m, Endgeschwindigkeit nach 2 Stunden $v = Gt = 5$ m/sec. Daraus folgt:

$$\frac{G}{z_0} \cdot t^2 = 5 \cdot t = 5 \cdot 7200$$

$$\sqrt{\frac{G}{z_0}} \cdot t = \tau = \sqrt{10 \cdot 3600} \sim 200,$$

die Kurve a ist also bis $y/z_0 \sim 6000$ zu verwenden. Nach 2 Stunden befindet sich der Keil

$$y = \frac{1}{2} G t^2 = \frac{1}{2} 5 \cdot t = 18000 \text{ m}$$

von seinem Ort entfernt, den er zur Zeit $t = 0$ innehatte. δ steigt auf den ersten 5800 m, von der Keilspitze aus gerechnet, von 0 auf 445 m an und ist dann für die weiteren Werte von y konstant.

Fall B: Mit Erdrotation. Hier müssen wir uns mit der Bestimmung der zeitlichen Abhängigkeit von δ/z_0 in dem Gebiet, das von Anfang an von der Kaltluftzunge bedeckt war, begnügen. Dafür bestimmen wir außerdem den Winkel α , den der Bodenwind mit dem Wind in der Höhe bildet (s. Fig. 17).

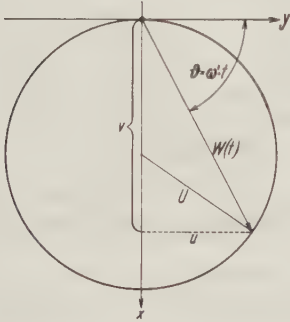


Fig. 16

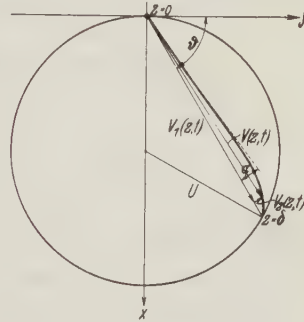


Fig. 17

Jetzt müssen die Bewegungsgleichungen durch die Corioliskraft erweitert werden. Ohne Reibungseinfluß lauten die Bewegungsgleichungen ($\omega' = \omega \sin \varphi$):

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= 2\omega'v \\ \frac{dv}{dt} &= G - 2\omega'u \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (51)$$

Durch Differentiation und Kombination erhält man für v die Differentialgleichung

$$\ddot{v} + 4\omega'^2 v = 0, \dots \dots \dots (51a)$$

deren Lösung bei der Anfangsbedingung $u = v = 0$ für $t = 0$ die Form hat:

$$v = \frac{G}{2\omega'} (1 - \cos 2\omega' t), \dots \dots \dots (52a)$$

daraus:

$$u = \frac{G}{2\omega'} \sin 2\omega' t \dots \dots \dots (52b)$$

Mit $G/2\omega' = U$ [s. Gleichung (31)] erhält man durch Kombination:

$$(U - u)^2 + v^2 = U^2 \dots \dots \dots (53)$$

Auf Grund dieser Relation läßt sich

$$W(t) = \sqrt{u^2 + v^2} = 2 U \sin 2 \omega' t, \quad \dots \dots \dots (54)$$

wie in Fig. 16 angegeben ist, konstruieren. Bei $\vartheta = 90^\circ$ erreicht $W(t)$ sein Maximum $= 2 U$.

Infolge der Bodenreibung wird der Windvektor $V(z, t)$ innerhalb der Turbulenzschicht hinter dem Wind über der Schicht $[W(t)]$ zurückbleiben (s. Fig. 17). Für die Geschwindigkeitsverteilung zur Zeit $t = 0$ wollen wir setzen [analog zu dem Ansatz (32)]:

$$\left. \begin{aligned} V_1(z, t) &= 2 U \sin \omega' t \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{\delta}{z_0}} \\ V_2(z, t) &= V_1(z, t) \operatorname{tg} \alpha \cdot \left(1 - \frac{z - z_0}{\delta - z_0}\right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (55)$$

Im Koordinatensystem (x, y) lauten die Komponenten des Vektors $V(z, t)$:

$$\left. \begin{aligned} u(z, t) &= V_1(z, t) \sin \omega' t - V_2(z, t) \cos \omega' t \\ v(z, t) &= V_1(z, t) \cos \omega' t + V_2(z, t) \sin \omega' t \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (55a)$$

Da wir hier nur den zeitlichen Verlauf von δ/z_0 und α bestimmen wollen, brauchen wir das Koordinatensystem nicht im Keil festzulegen. So liefert der Impulssatz (33a) mit Gleichung (55a) und

$$\left. \begin{aligned} \tau_{z_0} &= \frac{0.64 \rho U^2 \sin^2 \omega' t (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)}{\ln^2 \frac{\delta}{z_0}}, & \tau_{xz_0} &= \tau_{z_0} \sin(\omega' t - \alpha) \\ & & \tau_{yz_0} &= \tau_{z_0} \cos(\omega' t - \alpha) \end{aligned} \right\} \dots (56)$$

[s. Gleichung (34)] zwei simultane Differentialgleichungen für δ/z_0 und α als Funktionen der Zeit:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{U t}{z_0}\right)} &= \Omega \frac{\frac{\delta}{z_0} \ln \frac{\delta}{z_0}}{\sin \Omega \frac{U t}{z_0}} \cdot C + \frac{0.92 \frac{\delta}{z_0} \sin \omega' t}{A \cdot \cos \alpha} \\ \frac{d \operatorname{tg} \alpha}{d\left(\frac{U t}{z_0}\right)} &= \frac{1}{D} \left\{ \Omega \left(\ln \frac{\delta}{z_0} + 1 - \frac{z_0}{\delta} \right) + \frac{0.92 \sin^2 \omega' t \cos(\omega' t - \alpha)}{\cos \alpha \ln \frac{\delta}{z_0}} \right. \\ & \quad \left. - \frac{\sin \omega' t}{\cos \alpha} \cdot E \cdot \frac{d\left(\frac{\delta}{z_0}\right)}{d\left(\frac{U t}{z_0}\right)} \right\} \dots (57) \end{aligned} \right\}$$

Dabei bedeutet:

$$\Omega = \frac{z_0 \cdot \omega'}{U}, \quad A = \frac{\delta}{z_0} \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - 1 \right) + 1,$$

$$B = \frac{1}{4} \left(\frac{\delta}{z_0} \right)^2 \left(2 \ln \frac{\delta}{z_0} - 1 \right) - \frac{\delta}{z_0} \left(\ln \frac{\delta}{z_0} - 1 \right) - \frac{3}{4},$$

$$C = \operatorname{tg} \alpha \sin \omega' t (1 - 4 \sin^2 \omega' t) + \cos \omega' t$$

$$+ \sin \omega' t \operatorname{tg} \alpha \frac{B}{A \left(\frac{\delta}{z_0} - 1 \right)} - \frac{\left(\frac{\delta}{z_0} - 1 \right) \cos \omega' t \ln \frac{\delta}{z_0}}{A},$$

$$D = \left(\frac{B}{\frac{\delta}{z_0} - 1} - A \right) \sin^2 \omega' t,$$

$$E = \frac{\cos(\omega' t - \alpha)}{\frac{\delta}{z_0} \ln \frac{\delta}{z_0}} \cdot A - \sin \omega' t \sin \alpha \left[\frac{1}{\left(\frac{\delta}{z_0} - 1 \right)^2} + \frac{1}{\frac{\delta}{z_0} \left(\frac{\delta}{z_0} - 1 \right) \ln \frac{\delta}{z_0}} \right] \cdot B.$$

Die Anfangslösungen erhält man in analoger Weise wie Gleichung (36):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta}{z_0} &= 1 + \sqrt[3]{0.384 \Omega \left(\frac{U t}{z_0} \right)^2} \\ \alpha &= 0.248 \Omega \frac{U t}{z_0} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (58)$$

Aus der Fig. 18 (Integrationsschritte in $U t/z_0$ von 50 allmählich wachsend bis 200000) und der Rechnung ergibt sich, daß δ/z_0 bei $\vartheta = 180^\circ$ unendlich groß wird. Das liegt an dem Geschwindigkeitsansatz (55), demzufolge die Schubspannung τ_{z_0} bei $\vartheta = 180^\circ$ null

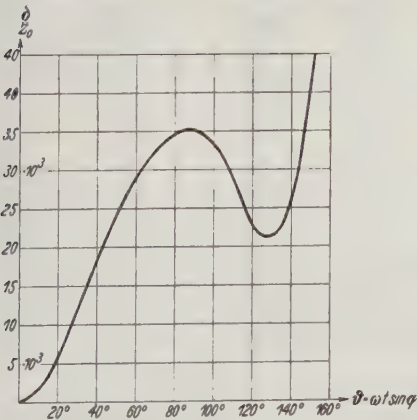


Fig. 18 a

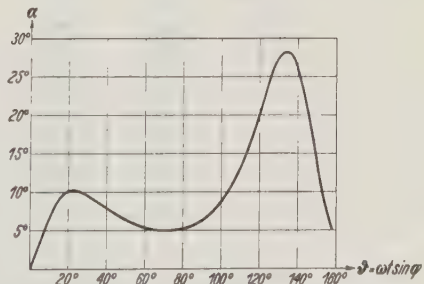


Fig. 18 b

wird [s. Gleichung (56)]. Zu einer weiteren Berechnung über $\vartheta = 180^\circ$ hinaus müßte der Geschwindigkeitsansatz in geeigneter Weise erweitert werden.

Einige Zahlen über Normalschwere und Abplattung

Von Karl Jung, Potsdam

Aus den in Freiluftwerte umgerechneten Werten des Ackerlischen Schwereverzeichnisses erhält man durch Ausgleichung der Seitenmittel die Abplattung 1:293.

I. Ausgehend von den nach Prey reduzierten Schwerewerten des Ackerlischen Verzeichnisses¹⁾ hat kürzlich K. Ledersteger eine Schwereformel berechnet und aus dieser nach dem einfachen Clairautschen Theorem die Abplattung 1:296 gefunden²⁾. Diese Zahl stimmt mit den als zuverlässig angesehenen, aus Freiluftwerten berechneten Abplattungen gut überein.

Aus potentialtheoretischen Gründen ist es jedoch nicht zulässig, die nach Prey reduzierte Schwerkraft ohne weiteres in das Clairautsche Theorem einzusetzen, da das Clairautsche Theorem eine Verlegung der äußeren Massen in das Innere des Geoids verlangt. Zur Berücksichtigung der bei der Reduktion nach Prey unverändert außerhalb des Geoids lieengebliebenen Massen kann man eine Ergänzung des Clairautschen Theorems einführen³⁾. Sie führt aber nur auf brauchbare Ergebnisse, wenn die der Ausgleichung unterworfenen Schwerestationen hinreichend gleichmäßig über die ganze Erde verteilt sind.

Tabelle 1

Nr.	ΔB	Nr.	ΔB	Nr.	ΔB	Nr.	ΔB
1	0.008 ₇	20	0.075 ₆	39	0.213 ₇	58	0.052 ₄
2	13 ₇	21	76 ₃	40	126 ₆	59	82 ₃
3	18 ₄	22	73 ₃	41	216 ₈	60	179 ₉
4	14 ₂	23	65 ₀	42	60 ₆	61	160 ₄
5	11 ₉	24	87 ₅	43	30 ₇	62	77 ₉
6	20 ₅	25	55 ₅	44	74 ₇	63	89 ₁
7	10 ₅	26	62 ₉	45	58 ₄	64	25 ₃
8	6 ₅	27	80 ₃	46	52 ₄	65	71 ₆
9	10 ₀	28	91 ₉	47	76 ₆	66	14 ₅
10	8 ₃	29	85 ₆	48	166 ₉	67	61 ₃
11	11 ₁	30	90 ₄	49	76 ₈	68	86 ₀
12	17 ₀	31	82 ₉	50	99 ₇	69	174 ₉
13	36 ₇	32	120 ₁	51	93 ₆	70	24 ₄
14	39 ₉	33	170 ₈	52	115 ₆	71	22 ₀
15	39 ₁	34	123 ₉	53	159 ₅	72	33 ₉
16	76 ₇	35	128 ₉	54	110 ₈	73	1 ₇
17	76 ₄	36	151 ₃	55	153 ₄	74	146 ₃
18	73 ₇	37	149 ₃	56	83 ₇	75	46 ₉
19	0.078 ₆	38	0.230 ₂	57	0.080 ₄	76	0.024 ₂

Dies ist vorläufig noch nicht der Fall. Daher ist es besser, die Schwerewerte von vornherein so zu reduzieren, daß der Reduktion eine Verlagerung der äußeren Massen ins Innere entspricht, wobei die Niveaulfläche sich möglichst wenig verschieben soll. Am besten ist die Reduktion von Rudzki, bei der die Niveau-

Tabelle 2

	G_0		$\gamma_{\text{äqu}}$	
	Potsdamer System	Wiener System	Potsdamer System	Wiener System
Ledersteger, nach Prey reduziert	*	979.7124	*	977.9898
β_4 durch Ausgleichung, Freiluftwerte	979.7843 ± 35	979.8003 ± 35	978.0810 ± 79	978.0970 ± 79
$\beta_4 = -0.000\,007\,0$ gesetzt, Freiluftwerte	979.7827 ± 27	979.7987 ± 27	978.0771 ± 58	978.0931 ± 58
$\beta_4 = 0$ gesetzt, Freiluftwerte	979.7813 ± 28	979.7973 ± 28	978.0738 ± 59	978.0898 ± 59
($\beta_4 = 0$ gesetzt, nach Prey reduziert)	(979.6964) ± 87	(979.7124) ± 87	(977.9740) ± 186	(977.9900) ± 186
Internationale Formel	979.770	*	978.049	*

	G_2	b_2		β_2	
		Potsdamer System	Wiener System	Potsdamer System	Wiener System
Ledersteger, nach Prey reduziert	3.4451	*	0.005 284	*	0.005 284
β_4 durch Ausgleichung, Freiluftwerte	3.4169 ± 78	0.005 1880 ± 380	0.005 1879 ± 380	0.005 2489 ± 145	0.005 2488 ± 145
$\beta_4 = -0.000\,007\,0$ gesetzt, Freiluftwerte	3.4159 ± 76	0.005 2147 ± 117	0.005 2146 ± 117	0.005 2427 ± 117	0.005 2426 ± 117
$\beta_4 = 0$ gesetzt, Freiluftwerte	3.4151 ± 77	0.005 2375 ± 118	0.005 2374 ± 118	0.005 2375 ± 118	0.005 2374 ± 118
($\beta_4 = 0$ gesetzt, nach Prey reduziert)	(3.4449) ± 244	(0.005 2837) ± 375	(0.005 2836) ± 375	(0.005 2837) ± 375	(0.005 2836) ± 375
Internationale Formel	3.4460	0.005 2648	*	0.005 2884	*

	G_4	b_4	β_4	Mittlerer Fehler der Gewichtseinheit	$1/\alpha$
Ledersteger, nach Prey reduziert	*	*	*	*	296
β_4 durch Ausgleichung, Freiluftwerte	0.0136 ± 100	0.000 0610 ± 446	- 0.000 0152 ± 111	± 0.0198	293.3 ± 1.1
$\beta_4 = -0.000\,007\,0$ gesetzt, Freiluftwerte	0.0063	0.000 0280	- 0.000 0070	± 0.0197	293.0 ± 1.0
$\beta_4 = 0$ gesetzt, Freiluftwerte	0	0	0	± 0.0199	292.8 ± 1.0
($\beta_4 = 0$ gesetzt, nach Prey reduziert)	(0)	(0)	(0)	(± 0.0630)	(296.7) (± 3.3)
Internationale Formel	0.0053	0.000 0236	- 0.000 0059	*	297.0

flächen (mit größter Annäherung) unverändert bleiben. Mit ausreichender Genauigkeit genügt es, Freiluftwerte zu benutzen⁴⁾.

Den Berechnungen, deren Ergebnis im folgenden mitgeteilt wird, liegen wie bei Ledersteger die Seitenmittelwerte des Ackerlischen Verzeichnisses zugrunde⁵⁾. Um sie in Freiluftwerte umzurechnen, wurden jeweils die in Tabelle 1 angegebenen Seitenmittel der mit 2 multiplizierten B-Spalten des Ackerlischen Verzeichnisses addiert.

Durch Ausgleichung unter Annahme gleicher Gewichte wurden Schwereformeln von der bekannten Gestalt berechnet. Die Abplattung wurde nach dem erweiterten Clairautschen Theorem⁶⁾ bestimmt.

$$\begin{aligned}\gamma &= G_0 + G_2 \cdot P_2 + G_4 \cdot P_4 \\ &= \gamma_{\text{aqu}} (1 + b_2 \sin^2 \varphi + b_4 \sin^4 \varphi) \\ &= \gamma_{\text{aqu}} (1 + \beta_2 \sin^2 \varphi + \beta_4 \sin^2 2\varphi), \\ P_2 &= \frac{3}{2} \sin^2 \varphi - \frac{1}{2}, \quad P_4 = \frac{35}{8} \sin^4 \varphi - \frac{15}{4} \sin^2 \varphi + \frac{3}{8}. \\ a &= \frac{5}{2} c - b + \frac{2}{21} b_4 + \frac{1}{21} b^3 - \frac{10}{3} c^2 + \frac{17}{14} b c, \\ b &= b_2 + b_4 = \beta_2.\end{aligned}$$

Eine vollständige Darstellung der Ergebnisse gibt Tabelle 2.

Hiernach beträgt die aus dem neuesten Material unter gleichmäßiger Behandlung aller Werte berechnete Abplattung etwa 1 : 293, sie ist also größer als der im allgemeinen angenommene Wert 1 : 297. Im Vergleich zu dem Abplattungswert, der auf nach Prey reduzierten Schwerewerten beruht, hat sich der Nenner um knapp 4 Einheiten, also etwa 1.3%, verkleinert.

II. Trotz der verhältnismäßig kleinen mittleren Fehler darf man diesem Ergebnis keine zu große Bedeutung beimessen. Es ist anzunehmen, daß die ungünstige Verteilung der Schwerestationen auf der Erde die Ergebnisse erheblich beeinflußt, und es ist zur Zeit nicht zu übersehen, in welcher Richtung dieser Einfluß wirkt. Folgende Überlegung soll zur Vorsicht mahnen.

Man kann theoretisch berechnen, welchen Betrag sich die aus Freiluftwerten und aus den nach Prey reduzierten Werten berechneten Abplattungen unterscheiden sollen. Das Glied mit der Kugelfunktion P_{20} der von Prey berechneten Entwicklung der Erdoberfläche nach Kugelfunktionen beträgt⁷⁾:

$$\text{Lithosphäre—Hydrosphäre} = 1133.8 - 1037.2 = 96.6 \text{ m.}$$

Die Bouguersche Massenreduktion beträgt

$$\begin{aligned}B &= 2\pi\kappa\sigma H, \quad \kappa = \text{Gravitationskonstante,} \\ &\quad \sigma = \text{Dichte,} \\ &\quad H = \text{Höhe,}\end{aligned}$$

ihr Glied mit P_{20} ist

$$B = 2\pi\kappa\sigma \cdot 96.6 \left(\frac{3}{2} \sin^2 \varphi - \frac{1}{2} \right),$$

in Zahlen für $\sigma = 2.39$:

$$B = 9.66 \cdot \left(\frac{3}{2} \sin^2 \varphi - \frac{1}{2} \right) \text{mgal},$$

$$2B = 19.32 \cdot \left(\frac{3}{2} \sin^2 \varphi - \frac{1}{2} \right) \text{mgal}.$$

Dieses Glied, der Schwereformel zugefügt, ändert den Koeffizienten b_2 um

$$\frac{3}{2G_0} \cdot 19.32 \cdot 10^{-3}$$

und nach dem einfachen Clairautschen Theorem die Abplattung um etwa

$$- 0.0000295,$$

ihren reziproken Wert um

$$+ 2.6.$$

In der Zahlenrechnung dagegen betrug diese Änderung etwa -4 , die Ausgleichung führte also nicht zu den für die Erde als Ganzes geltenden Werten.

III. Um ein Urteil zu gewinnen, wie weit man der wirklichen Abplattung nahe gekommen ist, muß man Vergleiche mit Abplattungswerten anstellen, die auf andersartigen Beobachtungen beruhen.

Gradmessungen sind hierzu nicht geeignet. Sie liegen etwa in den Gebieten der dichtesten Schweremessungen. Daher ist die gute Übereinstimmung zwischen den aus Schweremessungen und Gradmessungen abgeleiteten Abplattungen höchstens ein Beweis für die Zuverlässigkeit der Methoden, nicht aber der Ergebnisse.

Anders verhält es sich mit astronomischen Bestimmungen. Präzession, Nutation und verschiedene Störungen der Mondbewegung sind abhängig von dem Unterschied der Hauptträgheitsmomente C und A der Erde, und es ist möglich, aus ihnen Abplattungswerte abzuleiten, die für die ganze Erde gültig sind.

Störungen der Mondbahn führen auf $C - A / MR^2$, wobei M und R Masse und Äquatorradius der Erde bedeuten. Weiter gilt die Beziehung⁸⁾

$$\alpha = \frac{3}{2} \frac{C - A}{MR^2} \left(1 + 2\alpha + \frac{c}{2} \right) + \frac{c}{2} - \frac{1}{21} b_4 - \frac{32}{21} \alpha^2 + \frac{10}{21} \alpha c - \frac{c^2}{2},$$

bei der sich die den Schwereformeln zu entnehmenden Größen nur in kleinen Gliedern zweiter Ordnung befinden. Aus⁹⁾

$$\frac{C - A}{MR^2} = 0.001070, \text{ period. Mondst. in Breite, Hansen-Helmert,}$$

$$0.001108, \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{,, Länge, ,, ,,}$$

$$0.001117, \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{,, Breite, Newcomb,}$$

$$0.001117, \text{ säk. Störung d. Länge d. Mondperigäums, Newcomb,}$$

$$0.001121, \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \text{,, Knotens d. Mondbahn, Newcomb}$$

findet man im Mittel $C - A/MR^2 = 0.0011056 \pm 94$ und berechnet:

$$1/\alpha = \begin{cases} 295.4 \pm 1.4 (\beta_4 \text{ durch Ausgl.}) \\ 295.2 \pm 1.2 (\beta_4 = -0.000\,0070) \\ 295.1 \pm 1.2 (\beta_4 = 0). \end{cases}$$

E. W. Brown findet aus Störungen der Länge des Mondperigäums und des Knotens $1/\alpha = 293.7^{13}$).

Aus Präzession und Nutation findet man¹¹⁾ $C - A/C \approx 1 : 306.1$. Die Theorie Wiecherts¹²⁾ gibt hiermit $\alpha \approx 1 : 297.7$. Allerdings enthält die Theorie einige Annahmen über den Massenaufbau des Erdinnern.

Die Abplattung der Erde dürfte rund $1 : 295$ betragen, wobei der Nenner um einige Einheiten unsicher sein kann. Wenn auch ihr Wert nicht so sicher bekannt ist, wie man im allgemeinen annahm, so liegt kein zwingender Grund vor, den Bezugswert $1 : 297$ aufzugeben. Vorerst dürfte es zweckmäßig sein, abzuwarten, bis ein Netz von besser verteilten Schwerestationen vorliegt.

Literatur

¹⁾ F. Ackerl: Die Schwerkraft am Geoid. Akad. Wien. Sitzungsber. d. math.-nat. Kl. (IIa) **141** (1932).

²⁾ K. Ledersteger: Über die Minimeigenschaft der Schwerestörungen. Zeitschr. f. Geophys. **11**, 23—29 (1935).

³⁾ Karl Jung: Zur Abschätzung von Geoidundulationen und Abplattung. Gerlands Beitr. z. Geophys. **31**, 212—239 (1932).

⁴⁾ Harold Jeffreys: An application of free air reduction of gravity. Ebenda **31**, 378—386 (1931).

⁵⁾ K. Ledersteger: Zeitschr. f. Geophys. **11**, 28 (1935), Tabelle 2.

⁶⁾ Helmert: Höhere Geodäsie II.

⁷⁾ A. Prey: Darstellung der Höhen- und Tiefenverhältnisse der Erde durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. Abhandl. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, N. F., **11**, 1 (1922).

⁸⁾ Berechnet aus Helmert: Höhere Geodäsie II, S. 77, Formel (2), S. 78, Formel (6), S. 82, Formel (9).

⁹⁾ Enzykl. d. math. Wiss. VI, 2¹, S. 862.

¹⁰⁾ Monthly Not. R. A. S. **75**, 508 (1915).

¹¹⁾ Enzykl. d. math. Wiss. VI, 2², S. 101.

¹²⁾ E. Wiechert: Über die Massenverteilung im Innern der Erde. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, math.-phys. Kl. 1897, S. 221—243.

Potsdam, Geodätisches Institut, Juni 1935.

Über die Bedeutung der Mittelwasserorte als Punkte am Geoid

Von R. Schumann, Wien

I. Die Internationale Erdmessung hatte von Anfang an hohen Wert gelegt auf Ausbau und Vervielfältigung von Pegelstationen und auf Ableitung von Mittelwassern. Die ersten drei Sätze eines abschließenden Helmertschen Berichtes, nach eingehenden Verhandlungen erstattet im Oktober 1891 an die Permanente Kommission der I. E., lauten:

„Es ist ein alter Gebrauch, die Höhenlage von Orten der Erdoberfläche im allgemeinen in bezug auf den Meeresspiegel anzugeben. Für die Zwecke der Erdmessung erweist sich dieses Verfahren als geradezu unentbehrlich, weil das Weltmeer das einzige bekannte Mittel ist, um die geodätischen Arbeiten auf den verschiedenen, durch das Meer voneinander getrennten Kontinenten und Inseln auf einen gemeinsamen Horizont zu beziehen. Innerhalb zusammenhängender Landflächen allerdings kann man die gegenseitige Höhenlage von Punkten in der Regel nur durch Nivellements ermitteln; das Ergebnis solcher Messungen erlangt aber erst durch den Anschluß an das Weltmeer eine allgemeinere wissenschaftliche Bedeutung“.

Die nivellierende Tätigkeit des Weltmeeres schafft Folgen von Punkten entlang den Niveaulinien an den Festlandküsten. Es drängt sich der Gedanke auf, diese auf dem Geoid selbst liegenden, infolgedessen ausgezeichneten Punkte des Schwerkraftfeldes auch in horizontalem Sinne gegeneinander geodätisch festzulegen, sodann erst die im Inlande im allgemeinen zu anderen und anderen Niveauflächen gehörigen Vermessungspunkte an jene bevorzugten Punkte anzuschließen. Hervorhebenswert ist, daß Helmert allgemein davon spricht: „die geodätischen Arbeiten... auf einen gemeinsamen Horizont zu beziehen“. Im folgenden soll die bisher noch zu wenig beachtete fundamentale Eigenschaft der Mittelwasserorte, zugleich auf dem Geoid wie auf dem Festlande gelegen zu sein, zur Erörterung gestellt werden. Erwähnt sei der Einwand, daß gewissen Untersuchungen nach an den Küsten stellenweise „regionale Eigenheiten“ am Geoid aufscheinen. Messungen an diesen Orten selbst werden weiter aufklären helfen. Außerdem müssen theoretische Einwände, wenn sie praktisch beachtet werden sollen, begleitet sein von genügender konkreter Schätzung ihrer Unsicherheit nach dem, m oder km usw.

Auch sind die Kosten für neue Einrichtungen zu beachten.

II. Die Flächentheorie behandelt unter Scharen von Flächen und Kurven besonders die Gleichgewichtsflächen und die Niveaulinien. Das Weltmeer realisiert — bis auf einige dem — sehr nahe eine Gleichgewichtsfläche und an allen

Kontinenten und Inseln deren Uferlinien. Es liegt nahe, zu erwägen, ob nicht diese Gruppe eigentlicher Uferlinien, anschließend Küstenketten, gesondert ausgebildet und ausgenutzt werden sollten für die Erdmessung.

Nimmt man schon die mittlere Fläche des Weltmeeres, schlechthin Geoid genannt, als Ausgangsfläche an, so erscheinen Punkte, an denen das *Mittelwasser* bestimmt wurde, sowohl mathematisch wie physikalisch wichtig; an ihnen sollten Polhöhe, Länge, Azimut, Schwerkraft mit ihren Gradienten, allgemein alle Konstanten des Schwerkraftfeldes bestens ermittelt werden. Diese Orte sollten zweckentsprechend vermehrt, geodätisch, astronomisch und geophysikalisch ausgestattet, auch längs der Uferlinie miteinander geodätisch verbunden werden.

Die Lote in den Mittelwasserorten sind Lote am Geoid. In ihnen ist $h = 0$; die Freiluftreduktion z. B. entfällt. Buchstäblich genommen, logischerweise sind die „Reduktionen auf das Geoid“ in den Mittelwasserorten gleich Null, für sie errechnete „Reduktionen a. d. G.“ hätten einen Charakter ähnlich dem „wahrer Fehler“. Bei exzentrischer Beobachtung werden „Reduktionen auf das Geoid“ nur klein sein, ebenso ihre Unsicherheit. Ob das Geoid in Anbetracht der an den Küsten stellenweise gefundenen Eigenheiten (s. oben) daselbst „regularisiert“ werden soll, bleibt fraglich*), namentlich im Hinblick auf die derzeit noch zu geringe Ausdehnung der Schwerkraftmessungen.

Alle Reduktionen müßten übrigens, weil das Geoid durch das Potential definiert wird, von diesem ausgehen.

Gewiß greift die ständige Brandung die Bauwerke nahe den Ufern mehr oder weniger an; dafür gleicht aber das in sich bewegliche Meer *fortlaufend* aus, über die ganze Erde hin. Leidet auch eine oder die andere Höhenmarke oder verschwindet sie, so bleibt doch das Mittelwasser. Zur Sicherung oder zur Wiederherstellung dienen, wie üblich, geeignete Nebenfestlegungen.

Am Schlusse des schon erwähnten Helmertschen Berichtes heißt es:

„Denn in der Tat sind die Bewegungen des letzteren (= des Meeresspiegels) in Höhe nur sehr kleine Bruchteile der Hebungen und Senkungen der Landmassen, nämlich von der Ordnung des Verhältnisses der Ausdehnung der Gebiete der Hebungen und Senkungen zum Umfang der Erde. Die Hebungen und Senkungen kleiner Gebiete der Landmassen im Betrage einiger Meter sowie entsprechende Anschwemmungen an den Flußmündungen gehen an dem Meeresspiegel sonach fast spurlos vorüber.“

Zu einer Schätzung diene folgendes Beispiel. Das Weltmeer bedeckt etwa 360 Millionen Quadratkilometer; eine Hebung oder Senkung um 1 mm erfordert

*) J. Kasansky nennt die Frage nach den „Reduktionen auf das Geoid“: die kranke Frage der theoretischen und noch in höherem Grade der praktischen Gravimetrie; siehe Verhandlungen der Baltischen Geodätischen Kommission 1934 in Leningrad und Moskau, II. Teil, S. 426. Der reiche Inhalt dieser Veröffentlichungen konnte beim Abschluß meiner Arbeit nicht mehr genügend beachtet werden.

ein Volumen von 360 km^3 . Eine entsprechende Änderung am Festlande ist wenig wahrscheinlich; andererseits ist eine Höhenänderung des Meeresspiegels, selbst um mehrere Millimeter, kleiner als der mittlere Fehler eines Mittelwassers.

III. Zur Annahme des Meeresspiegels als Ausgangsfläche für die Zählung der Höhen haben namentlich Bouquet de la Grye, Ch. Lallemand, A. Kalmar und Fr. R. Helmert beigetragen, siehe hierüber besonders die Verhandlungen der I. E. und ihrer Permanenten Kommission aus 1886 bis 1891. Um 1890 wurden bekanntlich mehr als 20 gut bekannte europäische Mittelwasser unter der Oberleitung von Helmert durch A. Börsch und Fr. Kühnen an ein Überlandnetz von 48 Nivellementsschleifen angeschlossen; man sollte nunmehr, nach Annahme des Meeresspiegels als Ausgangsfläche, umgekehrt die Folgen der Mittelwasserorte zu selbständigen Uferschleifen zusammenfassen und die Binnenlandnetze anschließen. Bevorzugt erscheinen ausgedehnte *flache* Küstenstriche, ihres engeren Anschlusses an die Geoidfläche wegen; ferner Meeresteile, die Schleifen zu schließen erlauben.

Erwähnt sei die hochinteressante, vom Coast and Geodetic Survey der USA. aufgedeckte Erscheinung, daß die Höhendifferenzen im Sinne: Landesnivellement-Mittelwasser am Atlantik wie am Pazifik auf große Strecken hin bis zu 0.7 m ansteigen. Die Eigenschaft $h = 0$ ist beim einzelnen Mittelwasser, wie schon erwähnt, nur bis auf einige wenige Dezimeter erfüllt infolge angebbarer Ursachen wie: Küstenströme, Windrichtung, benachbarte Flußmündungen, Regenperioden, Schneeschmelze usw.; aber diese Unbestimmtheit, selbst zusammen mit dem mittleren Fehler eines Mittelwassers, gibt keinen ausreichenden Grund gegen die Einführung desselben als Höhennullpunkt. Beispielsweise ist die daraus folgende Unsicherheit in der Schwerkraftsreduktion um eine Größenordnung kleiner als die Verschiedenheit zwischen den Beträgen für die „Reduktionen auf das Geoid“, wie sie sich bekanntlich nach verschiedenen Hypothesen ergeben. Es bleibt für immer ein schwerer Entschluß, Reduktionen von schwankendem Betrage anzubringen an Beobachtungen von hoher innerer Genauigkeit. So kommt Schwerkraftswerten ein mittlerer Fehler von $2-3 \cdot 10^{-3} \text{ cgs}$ zu, während die Differenzen zwischen verschiedenen „Reduktionen“ bis $70 \cdot 10^{-3} \text{ cgs}$ steigen können, abgesehen vom mittleren Fehler einer einzelnen „Reduktion“. Entsprechendes gilt für gemessene Polhöhen, Azimute und Längen mit ihren mittleren Fehlern von einigen $0.1''$.

Bei den auf verschiedenen Gleichgewichtsflächen gelegenen, binnenländischen Punkten können systematische Diskrepanzen dann entstehen, wenn theoretische Reduktionen fremd sind gegenüber der Natur; es können die Wirkungen vorhandener Massenunregelmäßigkeiten verdeckt, scheinbare vorgetäuscht werden.

Beim Anpassen mathematisch einfacher Flächen (Ellipsoid, Sphäroid) an die Messungen auf Mittelwasserorten sind Abweichungen zu erwarten; der

Wunsch nach „bestem Anschluß“ ist auch hier auf die Form zu bringen: „Quadratsumme der Abweichungen gleich Minimum“^{*)}.

IV. Folgen gut dotierter Mittelwasserorte, an und für sich sehr nahe am Geoid gelegen, sind in mancher Hinsicht wichtiger als isolierte Hauptfestpunkte im Landesinnern, etwa wie Pierre du Niton, Meades Ranch, Rauenberg usw. oder als Laplacesche Punkte auf ihren verschiedenen Niveauflächen.

Die Landesvermessungen dehnen sich erfreulicherweise mehr und mehr aus; sachgemäße Unterteilung in natürliche Gruppen wird ohnedies auch hier notwendig, wenn ihre Gesamtheit überarbeitet werden soll. Auch in dieser Hinsicht erscheint es plausibel, aus den Vermessungen an der Küste eine Sondergruppe zu bilden.

Das Weltmeer verbindet automatisch die Mittelwasser des einen mit denen jedes anderen Ufervolkes; sollte es nach den Vorschlägen von M. Schnauder, D. Lampadarios, P. Gast, A. Berroth gelingen, Erdteile über das Weltmeer hinweg miteinander geodätisch zu verbinden, so kommen in erster Linie Küstenketten in Betracht. Zudem sind diese wichtig für die Anschlüsse der auf dem Weltmeere, also nahe dem Geoid erhaltenen Messungen; hier sei nur an die Tatsache erinnert, daß die Genauigkeit der Schweremessung auf dem Meere durch F. A. Vening-Meinesz in der letzten Zeit beträchtlich gesteigert wurde. Gefördert wurde auch die Peilung über See.

Zusammenfassung. Nach meiner Überzeugung sollte in Aussicht genommen werden, folgende Arbeiten Schritt vor Schritt als eigene Gruppe herauszuheben und zu fördern:

1. Messungen für die geodätische Verbindung zahlreicher Mittelwasserorte zwecks besseren „Anschlusses an das Weltmeer“, um mit Helmert zu reden.
2. Messung aller Konstanten des Schwerkraftfeldes daselbst, nebst
3. Theoretischen Rechnungen, gegründet auf das Erdpotential.
4. Peinliche Wertschätzung der Unsicherheit aller Messungen, namentlich auch der unterschiedlichen „Reduktionen auf das Geoid“.

^{*)} Eine eingehendere Erörterung über verschiedene „Reduktionen auf das Geoid“ bei geodätisch-astronomischen Messungen ist zwar nicht am Platze; nur bezüglich der Isostasie sei erwähnt, daß bei genügend lang über Land erstreckten Linien und Ketten die superponierten Einflüsse der Isostasiekomponenten sich ebenfalls kompensieren müssen in den Ergebnissen aus *unreduzierten* Messungen. Bei der Darstellung werden dann aber größere Quadratsummen erhalten, wobei allerdings zu beachten ist, daß „Anomalien“ Naturerscheinungen sein können und nicht mit „Fehlern“ oder „Verbesserungen“ verwechselt werden dürfen.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XVIII. Untersuchungen über die Abhängigkeit der Bodenbewegung bei Sprengungen von der Ladung

Von **F. Rixmann**, Göttingen. — (Mit 9 Abbildungen)

Auf dem Muschelkalk des Hainberges bei Göttingen wurden zur Untersuchung der Abhängigkeit der Perioden von der Sprengmenge bei festem Spreng- und Beobachtungsort (Entfernung 105 m) die Ladungen von 150 g auf 3000 g Donarit I bzw. Schwarzpulver gesteigert. Eine systematische Änderung der Perioden der einzelnen Wellen tritt nicht ein. Die Energie nimmt bei gut durchfeuchtetem Sprengort proportional der Ladung zu. Bei trockenem Sprengort sind die Amplituden wesentlich kleiner; bei kleinen Ladungen um mehr als 50%. Die aus den Amplituden der drei Komponenten berechneten Azimut- und Emergenzwinkel zeigen keine Abhängigkeit von der Ladung.

Vorversuche

1. *Messungen mit hoher Registriergeschwindigkeit.* Zu Beginn der Untersuchungen der Bodenbewegung bei Sprengungen ergab sich die Aufgabe, für die optische Aufzeichnung der Bewegung eine genügend große Filmgeschwindigkeit zu beschaffen. Die maximale Geschwindigkeit bei den bereits vorhandenen Lichtschreibern betrug 10 cm/sec. Es war aber eine von 30 bis 50 cm/sec erforderlich,

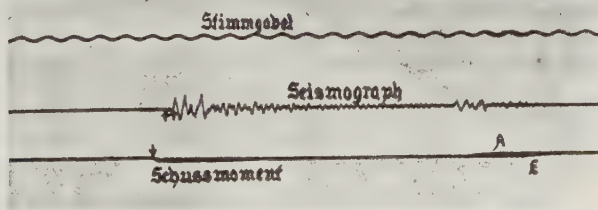


Fig. 1. Bodenerschütterung durch Fall eines Gewichtes in 6 m Entfernung auf rotierender Trommel aufgezeichnet. Stimmgabelschwingung = $\frac{1}{60}$ sec

um in den Seismogrammen die kurzen Perioden der Bodenbewegung mit der für die vorliegenden Untersuchungen notwendigen Genauigkeit ausmessen zu können.

Die Lauftrommel eines vorhandenen Lichtschreibers, die nach Ausschalten allen hindernden Räderwerkes mit einer Umfangsgeschwindigkeit von 26 cm/sec rotierte, wurde mit Film bespannt. Es lief dann das aufgespannte Stück Film von 19 cm Länge vor der Messung beliebig oft an der Linse vorbei, wurde jedoch

erst im Moment der Erschütterung durch Schließen des Glühlampenstromkreises etwa $\frac{3}{4}$ sec lang belichtet.

Diese Methode der Aufzeichnung hat sich gut bewährt bei Aufnahme von Laufzeiten elastischer Wellen im Beton und Untergrund. Es mußte dazu in geringen Entfernungen von Meter zu Meter gemessen werden. Eine 7 kg schwere Eisenkugel wurde in 30 cm Höhe über dem Boden von einem Faden getragen, der bei gleichzeitiger Einschaltung der Beleuchtung durchtrennt wurde. Beim Aufschlag auf dem Zementboden schloß die Kugel durch einen Kontakt den Relaisstromkreis. Die Bewegung des Bodens wurde von einem Vertikalseismographen mit 15000facher Vergrößerung angezeigt. (Fig. 1.)

Bei A — E überdecken sich Anfang und Ende der Belichtung. Die Registrierung der Stimmgabelschwingung (50/sec) zeigt die Konstanz der Papiergeschwindigkeit. Fig. 1 und 2 sollen die Leistungsfähigkeit dieser Einrichtung zeigen.

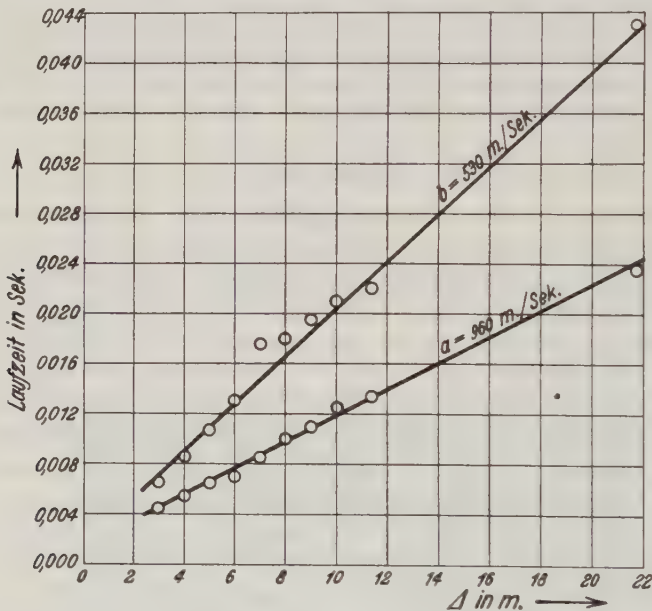


Fig. 2. Laufzeitkurve im Beton und Untergrund

2. Über Relaisverzögerungen. Zur vollen Ausnutzung der hohen Registriergeschwindigkeiten müssen die Relaisverzögerungen entsprechend gering sein. Ein Lautsprecherrelais war bei der Aufnahme der Laufzeitkurve im Neuen Erdbebenhaus auf Stromschluß beansprucht worden und wurde daher auch auf Stromschluß geprüft. Ein Bleigewicht von 300 g fiel in 20 cm Entfernung von der Masse eines kleinen Wiechertschen Vertikalseismographen auf ein am Boden liegendes Stanniolblättchen und schloß dadurch den Relaisstromkreis. Den Moment des Aufschlags registrierte der Seismograph. Die Laufzeit der Er-

schütterungswelle betrug nach der im Erdbebenhaus gewonnenen und nach $\Delta = 20$ cm extrapolierten Laufzeitkurve weniger als 0.0004 sec. Bewegungen von Seismograph, Relais und Stimmgabel wurden optisch bei einer Registriergeschwindigkeit von 26 cm/sec aufgezeichnet.

Je vier Aufnahmen von zwei verschiedenen Relais zeigten Verzögerungen von höchstens 0.1 mm = 0.0004 sec. Weitere Prüfungen wurden nach anderen Methoden vorgenommen. Sie führten zu gleichen Werten. Die Ablesegenauigkeit betrug ± 0.1 mm.

Untersuchungen über die Bodenbewegung bei Sprengungen

1. *Einführung.* Die Beobachtungen an Erdbeben haben gezeigt, daß die durchschnittliche Länge einer Periode der Bodenbewegung besonders in der Hauptphase und den Nachläufern eines Bebens eine wesentliche Zunahme mit wachsender Entfernung vom Epizentrum her aufweist. Als physikalischen Grund dieser Erscheinung sieht man die Wellenausbreitung in visko-elastischen Medien an¹⁾. Bei ebenen Wellen soll eine Vergrößerung der Wellenlänge L mit wachsender Laufzeit t vom Betrage $L_t = \sqrt{L_0^2 + \alpha t}$ eintreten. Gutenberg versucht an Hand von Bebenmaterial in roher Abschätzung die Brauchbarkeit dieser Formel nachzuweisen. Er glaubt damit die Zunahme der Perioden im wesentlichen auf einen in der obigen Formel durch α dargestellten Einfluß der Viskosität zurückführen zu können. O. Meisser²⁾, Brockamp³⁾, Müller⁴⁾ u. a. zeigen an Beobachtungen bei Sprengungen ebenfalls ein Anwachsen der Periode mit zunehmender Schußentfernung, das nach den experimentellen Daten in gleicher Weise einem parabolischen Gesetz zu folgen scheint.

Für eine Untersuchung der Änderung von Perioden ist es Voraussetzung, daß sich jede einzelne Welle von Station zu Station verfolgen läßt. Dies ist nun bei Erdbeben meistens nicht möglich — denn die Stationen sind zu weit voneinander entfernt —, wohl aber bei Sprengungen mit genügend kleinem Abstand der Beobachtungsstellen.

Bei Sprengungen werden aber mit zunehmender Beobachtungsentfernung auch größere Ladungen verwendet. Dann ist außer einer Beeinflussung der Perioden durch das durchlaufene Medium noch eine Einwirkung der wechselnden Sprengenergie in Betracht zu ziehen. Dies ist um so notwendiger, als Tams⁵⁾, Roesener⁶⁾ u. a. an Aufzeichnungen von Beben gleicher Herddistanz gezeigt haben, daß bei größerer Bebenstärke auch eine größere mittlere Periode festzustellen ist. Man muß wohl annehmen, daß bei Erdbeben und Sprengungen bestimmte oberflächennahe Schichten in Eigenschwingung geraten, und daß die dabei auftretende Frequenz von der Dicke der bewegten Schicht abhängt. Bei größerer Bebenenergie wird die Bewegung tiefer hinabreichen, also dickere Schichten erfassen, als bei geringerer. Dadurch sollten die Frequenzen abnehmen. Es wurde daher durch eine Reihe von Sprengungen verschiedener Ladung der Einfluß der Herdenergie auf die Periodenbildung untersucht.

2. *Abhängigkeit der Periode von der Ladung.* Zur Auslösung der Herdenergie wurden in den Untersuchungen Donarit I und Schwarzpulver verwandt, um außer dem Einfluß der Sprengmenge auch noch die Einwirkung der unterschiedlichen Brisanz feststellen zu können. Sämtliche Schüsse wurden zur möglichst gleichmäßigen Verdämmung in einem etwa 1.50 m hoch mit Sand angefüllten Sprengtrichter immer 70 cm tief vergraben. Beobachtet wurde in konstanter Entfernung von 105 m im Neuen Erdbebenhaus mit zwei völlig gleich gebauten Horizontalseismographen nach Angenheister und einem von Wiechert konstruierten Vertikalapparat. Die Instrumente besaßen zur Zeit der Messung folgende Konstanten:

Tabelle 1				
Schuß-Nr.	Apparat	V	T_0	Dämpfung
1—5	H_1	16000	0.2	5 : 1
6—9				∞ : 1
10—11				6 : 1
1—5	H_2	16000	0.2	7 : 1
6—11				8 : 1
1—5	Z_4	13000	0.1	∞ : 1
6—11				12 : 1

Registriert wurde optisch bei einer Filmgeschwindigkeit von 32.5 cm/sec. Zunächst wurden beide Horizontalapparate parallel zueinander und in Richtung zum Schuß aufgestellt, um die Identität ihrer Aufzeichnungen zu prüfen. Es erwies sich bei Sprengungen mit 3000, 1500 und 300 g Donarit und 1500 g Schwarzpulver, daß sie eine völlig gleichartige Bewegung ausführten, wie im Film der Fig. 3 (3000 g Donarit) deutlich zu erkennen ist.

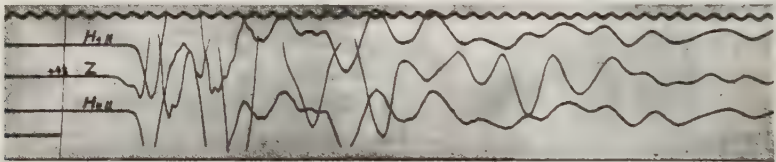


Fig. 3. Seismogramm einer Sprengung mit 3000 g Donarit Ladung in 105 m Entfernung (Stimmgabel: 50 Schwingungen pro Sekunde)

Bei den späteren Versuchen wurde ein Horizontalapparat (H_2) zur Messung der Querkomponente um 90° gedreht, so daß jetzt mit einer vollständigen 3-Komponentenstation beobachtet wurde. Die Ladungen betrugen in dieser Meßreihe 150, 300 und 800 g Donarit und außerdem 800 und 3000 g Schwarzpulver.

Beim Vergleich der Schüsse zeigte sich nun, daß der Verlauf des Seismogramms trotz eines zehnfachen Ladungsunterschiedes von 3000 bis 300 g nahezu unverändert blieb. Es machen sich wohl kleine kurzperiodische Überlagerungen bemerkbar, die jedoch das Bild der Hauptschwingung nicht ändern. Selbst bei

150 g Donarit ist noch im Anfang des Seismogramms das gleiche Schwingungsbild wie bei größeren Ladungen wiederzufinden.

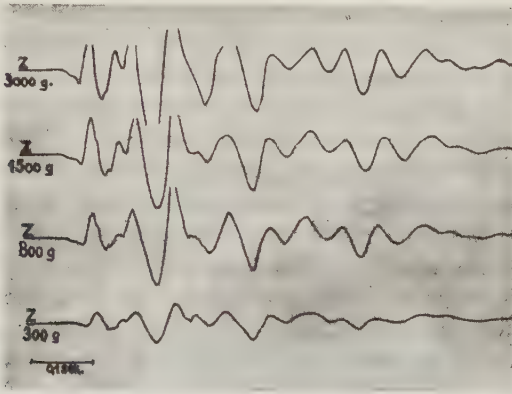


Fig. 4. Z-Komponenten der Sprengungen mit 3000, 1500, 800 und 300 g Donarit

Zur exakten Untersuchung dieses Ergebnisses wurden die Perioden aller Seismogramme auf 0.001 sec genau ausgemessen. Die Periodenlänge in Sekunden (Ordinate) wurde dann als Funktion der Zeit (Abszisse) dargestellt und zwar für jede Ladung eine besondere Kurve gezeichnet. Als Abszissenwert wurde die Ankunftszeit des oberen Umkehrpunktes jeder betrachteten Welle gewählt. Da

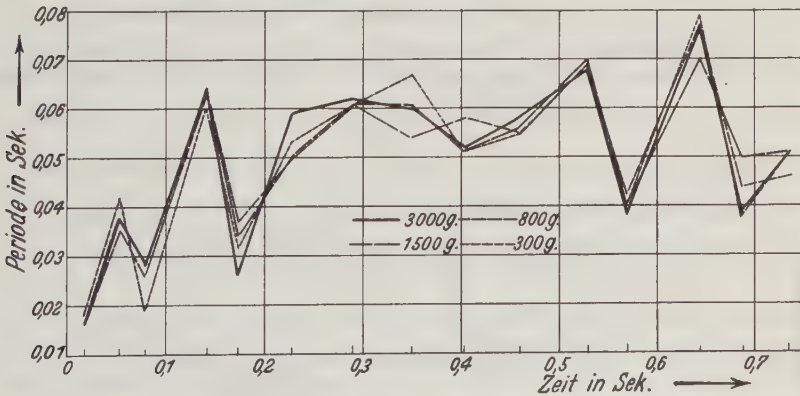


Fig. 5. Perioden von Schüssen mit 3000, 1500, 800 und 300 g Donarit Ladung als Funktion der Laufzeit (Z-Komponente)

diese Abszissen aber für entsprechende Umkehrpunkte bei den verschiedenen Sprengladungen nicht genau gleich sind, wurden sie zu einer mittleren Umkehrzeit der betreffenden Welle vereinigt, bei der dann die verschiedenen Periodenlängen

als Ordinaten eingezeichnet sind. Diese Abszisse entspricht dann bis auf eine additive Konstante der mittleren Laufzeit der betreffenden Welle.

Fig. 5 zeigt das Ergebnis für die Z-Komponente der Schüsse mit 3000, 1500, 800 und 300 g Donarit. Die Abweichungen entsprechender Perioden liegen in den weitaus meisten Fällen noch unterhalb 10% ihres Wertes und steigen nur in wenigen Fällen auf 20 bis 30% herauf. Das Wesentliche ist, daß diese extremen Unterschiede keinen systematischen Gang mit der Ladung aufweisen, derart, daß etwa zu den kleinsten Ladungen stets die kleinsten Perioden gehörten. Sie kompensieren sich vielmehr vollständig innerhalb jeden Seismogramms, wie schon aus dem Verlauf der einzelnen Kurvenzüge zueinander erkenntlich ist. Es geht dies noch deutlicher aus der Darstellung von Fig. 6 hervor, die die *Abweichungen* der Einsatzzeiten eines jeden Schwingungsumkehrpunktes gegen ihr Mittel angibt. Würde die Periodenlänge mit der Ladung wachsen, so müßten sich in dieser Darstellung die systematischen Abweichungen mit der Zahl der Perioden summieren, und die einzelnen Kurvenzüge würden unter verschiedener Neigung zur X-Achse auseinanderstreben.

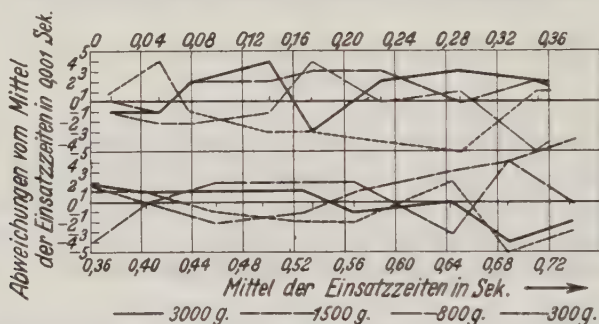


Fig. 6. Abweichungen der Einsatzzeiten aller Wellen von ihrem Mittelwert (aus der Z-Komponente der Schüsse mit 3000, 1500, 800 und 300 g Donarit Ladung)

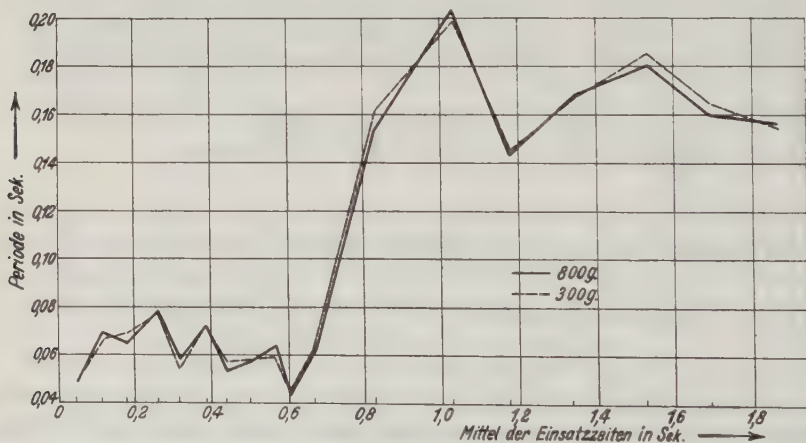


Fig. 7. Perioden der Querkomponente der Schüsse mit 300 und 800 g Donarit Ladung

Tatsächlich aber streben sie nicht auseinander, sondern schwanken um diesen Mittelwert und weichen nur in wenigen Punkten um 0.01 sec von ihm ab. Eine generelle Abhängigkeit der Bodenperiode von der Ladung ist also nicht vorhanden.

Diese Tatsache ist auch aus den Aufzeichnungen der *H*-Komponenten festzustellen. In ihnen wird jedoch nach dem Abklingen der Schwingungen kürzerer Periode noch eine auffallend langwellige Schwingung sichtbar, die vorher schon den kurzperiodischen Schwingungen überlagert ist. Sie tritt am deutlichsten in der Querkomponente auf und wurde aus 7 Perioden zu 0.17 ± 0.03 sec gemessen.

Die Übereinstimmung in den Schüssen mit 300 und 800 g Donarit liegt auch bei den langen Perioden von 0.17 sec innerhalb weniger Prozente. Es handelt sich bei dieser Periode vielleicht um die durch den Schuß angeregte Eigenperiode einer Bodenschicht, deren Dicke sich nach der Formel

$$T \cdot v = 2d$$

für $v = 1000$ m/sec zu 85 m berechnen würde.

Durch die Verwendung der beiden sehr ungleichartigen Sprengstoffe konnte auch die Einwirkung der Brisanz auf die Bodenfrequenz gemessen werden. In Fig. 8 sind die Perioden je eines Schusses mit 3000 g Donarit und 3000 g Schwarzpulver verglichen.

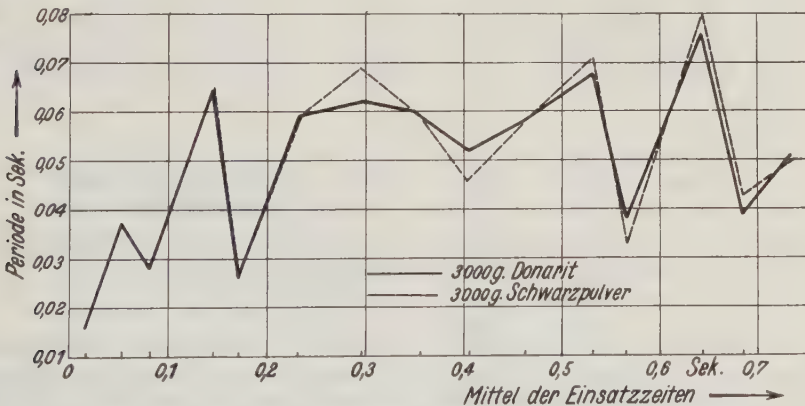


Fig. 8. Vergleich der Perioden von Sprengungen mit 3000 g Donarit und 3000 g Schwarzpulver. (Z-Komponente)

Die stärksten Abweichungen entsprechender Wellen übersteigen auch hier kaum 10%. Selbst der Wechsel eines Sprengstoffes hat also noch keinen Einfluß auf die Ausbildung der Bodenperiode.

3. *Abhängigkeit der Amplituden von der Ladung.* Bei den eben besprochenen Sprengungen erfolgte die Verdämmung der Ladung stets in der gleichen Weise. Die Entfernung vom Sprengort zur Beobachtungsstation wurde nicht geändert. Um den Zusammenhang zwischen der vom Boden aufgenommenen elastischen Energie und der jeweils benutzten Ladungsmenge zu untersuchen, wurde als Maß

nassem Sand. Jene 150 g Donarit komprimieren den trockenen Sand so weit, daß er nun gegen weitere Kompression denselben Widerstand leistet wie in nassem Zustande.

Tabelle 2 zeigt die Unterschiede zwischen der Wirkung einer bestimmten Ladung in trockenem und nassem Sand in anderer Darstellung. Den Näherungskurven in Fig. 9 sind die Amplitudenwerte für bestimmte Ladungen entnommen.

Tabelle 2

Ladung in g	Amplitude in μ				Amplitudenverhältnis			
	trocken		naß		trocken		naß	
	A_1	A_2	A_1	A_2	$A_{1(L)}$	$A_{2(L)}$	$A_{1(L)}$	$A_{2(L)}$
	$A_{1(2L)}$	$A_{2(2L)}$	$A_{1(2L)}$	$A_{2(2L)}$	$A_{1(2L)}$	$A_{2(2L)}$	$A_{1(2L)}$	$A_{2(2L)}$
150	0.0	0.0	0.48	0.75				
300	0.24	0.44	0.71	1.15	0.0	0.0	0.68	0.65
300	0.24	0.44	0.71	1.15				
600	0.70	1.07	1.15	1.71	0.34	0.41	0.62	0.67
400	0.43	0.70	0.90	1.39				
800	0.93	1.35	1.40	2.00	0.46	0.52	0.64	0.70
600	0.70	1.07						
1200	1.29	1.76			0.54	0.61		
1000	1.13	1.58						
2000	1.73	2.27			0.65	0.70		
1500	1.48	1.98						
3000	2.03	2.60			0.73	0.76		

Ladung in g	$\frac{A_1}{A_2}$	
	trocken	naß
150	0.0	0.64
300	0.55	0.62
400	0.62	0.65
600	0.65	0.65
800	0.69	0.70

Ladung in g	$\frac{A_1}{A_2}$	
	trocken	naß
1000	0.72	—
1200	0.73	—
1500	0.75	—
2000	0.76	—
3000	0.78	—

Aus ihnen ist das Verhältnis der ersten bzw. zweiten Amplitude bei einer bestimmten Ladung zu der entsprechenden Amplitude bei der doppelten Ladung ($A_{1(L)} : A_{1(2L)}$) bzw. $A_{2(L)} : A_{2(2L)}$ und das Verhältnis der ersten und zweiten Amplitude bei ein und derselben Ladung abgeleitet.

Das Verhältnis $A_L : A_{2L}$ wächst bei trockenem Sand rasch mit der Ladung. Bei den größten benutzten Ladungen (1500 und 3000 g) beträgt es 0.73 bzw. 0.76, während 0.71 zu erwarten ist, wenn die Amplitude proportional der Wurzel aus der Ladung (oder die Energie direkt proportional der Ladung) anwächst. Für nassen Sand ist das Verhältnis $A_L : A_{2L}$ schon bei den kleinsten benutzten Ladungen (150 und 300 g) nahezu 0,71, nämlich 0.70 maximal, 0.66 im Mittel. Das Verhältnis der ersten und zweiten Amplitude bei demselben Sprengschuß erweist sich als weniger abhängig davon, ob der die Ladung einbettende Sand trocken

oder naß ist. Einen anderen Einfluß der Durchfeuchtung von Sandböden auf die Ausbreitung der Energie bei Sprengungen hat Reich ⁷⁾ bei Sperenberg untersucht. Er stellte fest, daß die Longitudinalgeschwindigkeit in Sandböden mit wachsender Durchfeuchtung sich der Geschwindigkeit im Wasser nähert.

Es schien von Interesse, die Abhängigkeit der Amplitude von der Sprengmenge auch über den ersten Einsatz hinaus für den weiteren Verlauf der Bewegung zu verfolgen. Hierfür wurden die Amplituden eines besonders geeigneten Stückes der Seismogramme bei drei Sprengungen desselben Tages verglichen. Die Zunahme der einzelnen Amplituden mit der Ladung erfolgte jedoch so unregelmäßig, daß sich daraus ein bestimmtes Ergebnis nicht gewinnen ließ.

4. *Azimat- und Emergenzwinkel.* Die Auswertung der Registrierungen mit drei Komponenten in 105 m Entfernung ergab, daß die erste Bewegung in der Vertikalebene durch Spreng- und Beobachtungsort erfolgte. Die beobachteten Azimutabweichungen von maximal 5° lagen innerhalb der Fehlergrenze für die Orientierung der Horizontalseismographen. Bei der Berechnung des Emergenzwinkels zeigte sich die Schwierigkeit, daß die erste Bewegung des Z-Seismographen aus der Ruhelage in zwei Stufen erfolgt ist (s. Fig. 8). Infolgedessen könnte man über die Zuordnung der Ausschläge in *H* und *Z* im Zweifel sein. Der folgenden Berechnung sind zeitgleiche Punkte in der Registrierung zugrunde gelegt, nämlich die ersten Umkehrpunkte in *H* und die zweite Stufe des ersten Ausschlages in *Z*. Tabelle 3 zeigt, daß der Emergenzwinkel von der Ladung unabhängig ist.

Tabelle 3

Ladung in g	Scheinbarer Emergenzwinkel	Ladung in g	Scheinbarer Emergenzwinkel
	$\bar{\epsilon} = \frac{Z}{H}$		$\bar{\epsilon} = \frac{Z}{H}$
150	7°	800	13°
300	14°	1500	16°
300	9°	3000	15°

Die Messungen ergaben etwas andere Werte als frühere Messungen von H. K. Müller ⁸⁾ an der gleichen Stelle. Müller beobachtete Azimutabweichungen von 17° bis 27°, scheinbare Emergenzwinkel von 21° bis 24°. Auf einem benachbarten Profil, wo Sprengort und Beobachtungsort unmittelbar an der Erdoberfläche lagen und nicht, wie hier, in 2 bis 3 m Tiefe, erhielt Müller sogar einen Emergenzwinkel von 65° bei einer Herdentfernung von 100 m. Der große Wert des Emergenzwinkels ist durch die geringe Wellengeschwindigkeit in den obersten Metern bedingt. Diese kommt auch in dem größeren Wert für die Laufzeit (0.078 sec/105 m) gegenüber dem von mir gemessenen Wert (0.065 sec/105 m) zum Ausdruck. Es zeigt sich hier also sowohl im Emergenzwinkel wie in der Laufzeit der Einfluß der oberen wenige Meter betragenden Verwitterungsschicht.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. Angenheister angestellt. Ihm und Herrn Dr. R. Köhler bin ich für vielseitige Anregungen zu großem Dank verpflichtet.

Literatur

- 1) B. Gutenberg: Handb. d. Geophysik 4, 21f.
 - 2) O. Meisser: Beiträge zu einer experimentellen Seismik, S. 71. Jena 1929.
 - 3) B. Brockamp: Deutsche Grönlandexpedition Alfred Wegener 2, 117, Leipzig 1933.
 - 4) H. K. Müller: Messungen auf dem Rhonegletscher. Zeitschr. f. Geophys. 8, 65 (1932).
 - 5) E. Tams: Vergleichende Untersuchungen der Vorläufer- und Nachläuferperioden in den Hamburger Diagrammen von drei Beben der Nordenskiöld-See. Gerl. Beitr. z. Geophys. 17, 434.
 - 6) F. Roesener: Vergleichende Untersuchungen über die Perioden der Erdbebenwellen mit besonderer Berücksichtigung der Nachläuferwellen. Gerl. Beitr. z. Geophys. 12, 2. Heft.
 - 7) H. Reich: Über Versuche mit dem Schweydarschen Seismometer in der Umgebung von Berlin. Sitzungsber. d. Preuß. Geolog. Landesanstalt 1927, Heft 2, S. 157.
 - 8) H. K. Müller: Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten. Zeitschr. f. Geophys. 8, 459 (1932).
- Göttingen, Geophysikalisches Institut, Februar 1935.

Zum 2-Schichten-Problem der angewandten Seismik

Von Rolf Bungers, Göttingen — (Mit 3 Abbildungen)

Bestimmung von Einfallswinkel und Tiefe einer schrägen Schicht im Untergrund. Die praktischen Anwendungsmöglichkeiten der Formeln werden erörtert. Kritik an der Konstruktion von geologischen Profilen aus Laufzeitkurven.

Bei dem Problem der angewandten Seismik, eine im Untergrunde verlaufende Schicht mit schräger, ebener Oberfläche durch das Laufzeitkurvenverfahren nachzuweisen, stößt man bekanntlich auf die Aufgabe, aus zwei „scheinbaren“ Neigungswinkeln ω_1 und ω_2 die Einfallsrichtung und den „wahren“ Neigungswinkel ω zu ermitteln. Formeln, die hierfür angegeben werden*), führen nur in erster Annäherung zu richtigen Werten; grundsätzlich gehen sie von einer nicht zutreffenden Annahme aus, die auch anderweitig bei Sprengproblemen zu Fehlern führt. Das wirkt sich vor allem auch bei Tiefenbestimmungen aus (vgl. hierzu die Bemerkung auf S. 211). Bei kleinem ω ist zwar der Fehler unerheblich; doch kann er bei größeren Neigungswinkeln beträchtlich werden. Deshalb sollen hier die Formeln durch richtige ersetzt werden, zumal sie genau so einfach sind wie die alten**).

*) Vgl. H. Haalck: Lehrb. d. angew. Geophysik 1934, S. 314.

**) Wie mir nach Abfassung der Arbeit bekannt wird, ist die Formel (3a) schon — wenn auch in anderer Weise — von F. Gassmann abgeleitet worden: „Seismische Bestimmung einer geneigten Grenzfläche von unbekannter Fallrichtung“, Beitr. z. angew. Geophysik 4 [3], 358 (1934).

Der Ausgangspunkt sei (Fig. 1) der Punkt A , I und II seien die Sprengbasen, auf denen (durch Sprengen in beiden Richtungen) die scheinbaren Neigungswinkel ω_1 bzw. ω_2 gemessen seien, und III sei die Einfallsrichtung der nachzuweisenden Schicht. Der Winkel zwischen I und II sei α , zwischen I und III γ . Für γ und ω werden dann folgende Formeln angegeben:

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \omega_1}, \quad \dots \dots \dots (1a)$$

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\operatorname{tg} \omega_1}{\cos \gamma} = \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\cos (\alpha - \gamma)} \quad \dots \dots \dots (1b)$$

Für $\alpha = 90^\circ$ reduzieren sie sich auf

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\operatorname{tg} \omega_1}, \quad \dots \dots \dots (2a)$$

$$\operatorname{tg} \omega = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \omega_1 + \operatorname{tg}^2 \omega_2} \quad \dots \dots \dots (2b)$$

Sie sind dadurch erhalten worden, daß man sich durch I und II vertikale Ebenen gelegt denkt, die die Schichtgrenze in zwei Geraden schneidet, und ω_1 und ω_2

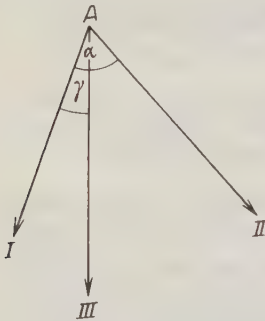


Fig. 1

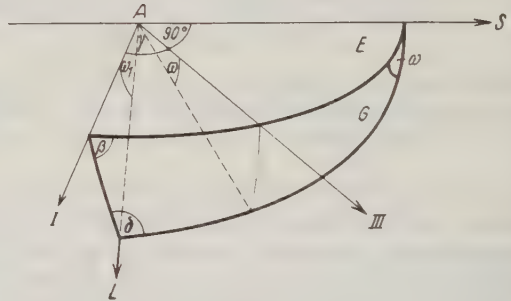


Fig. 2

als Winkel zwischen diesen Schnittgeraden und der Erdoberfläche (also der Zeichenebene in Fig. 1) deutet. Das ist physikalisch deshalb nicht richtig, weil man die Einfallsebene der Wellenstrahlen, die die ersten Einsätze erzeugen, nicht vertikal, sondern *senkrecht zur Grenzfläche* anzunehmen hat *).

Um danach die Formeln für γ und ω geometrisch abzuleiten, denken wir uns die Schichtgrenze G mit der Erdoberfläche E zum Schnitt gebracht (Fig. 2) und ein sphärisches Dreieck gebildet aus der Richtung S dieser Schnittlinie, der

*) Das hat auch W. C. Salm in den Figuren seiner Arbeit berücksichtigt: „Zu der Arbeit von H. Mothes über die Bestimmung der Eisdicke an Hintereisfernern“, Beitr. z. angew. Geophysik 2, 401.

Richtung I und der Schnittlinie L der Schichtgrenze mit der Einfallsebene der Wellenstrahlen.

Der Winkel δ ist also ein rechter und nicht, wie in den Formeln (1) und (2) angenommen, der Winkel β . Nach dem Sinussatz für das sphärische Dreieck folgt jetzt

$$\sin \omega = \frac{\sin \omega_1}{\sin (90^\circ + \gamma)} = \frac{\sin \omega_1}{\cos \gamma} \dots \dots \dots (3a)$$

Ebenso ist für die Basis II:

$$\sin \omega = \frac{\sin \omega_2}{\cos (\alpha - \gamma)} \dots \dots \dots (3b)$$

Aus dem Vergleich beider Formeln folgt die Gleichung für γ

$$\begin{aligned} \frac{\sin \omega_1}{\cos \gamma} &= \frac{\sin \omega_2}{\cos (\alpha - \gamma)}, \\ \cos \alpha + \sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \gamma &= \frac{\sin \omega_2}{\sin \omega_1}, \\ \operatorname{tg} \gamma &= -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{\sin \omega_2}{\sin \alpha \cdot \sin \omega_1}. \end{aligned}$$

Für $\alpha = 90^\circ$ reduzieren sich die Formeln auf

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma &= \frac{\sin \omega_2}{\sin \omega_1}, \\ \sin \omega &= \sqrt{\sin^2 \omega_1 + \sin^2 \omega_2}. \end{aligned}$$

Wir sehen also: Wir haben in den alten Formeln (1) und (2) nur überall den tg von ω , ω_1 und ω_2 durch den \sin zu ersetzen, um die richtigen Formeln zu erhalten. Daraus ersieht man sofort, daß die Formeln für kleines ω , ω_1 und ω_2 ineinander übergehen.

Die Tiefe h der Schichtgrenze vertikal unter dem Punkte A (Fig. 1) ist nun folgendermaßen zu bestimmen. Mittels bekannter Formeln*) findet man für die Basen I und II die „scheinbaren Tiefen“ h_I und h_{II} (die im allgemeinen verschieden sind) und aus ihnen den geometrischen Abstand a des Punktes A von der Schichtgrenze, nämlich

$$a = h_I \cdot \cos \omega_1 = h_{II} \cdot \cos \omega_2.$$

Aus a und dem gefundenen Winkel ω läßt sich nun die wahre Tiefe h bestimmen, nämlich

$$h = \frac{a}{\cos \omega},$$

also

$$h = h_I \cdot \frac{\cos \omega_1}{\cos \omega} = h_{II} \cdot \frac{\cos \omega_2}{\cos \omega}.$$

*) Vgl. z. B. H. Haalck, a. a. O., S. 313.

[Die Tiefe h kann die Tiefe beim „Abwärtssprengen“ (h_-) oder beim „Aufwärtssprengen“ (h_+) darstellen, je nach der Lage des Punktes A ; die Formeln gelten für beide Fälle.]

Die praktischen Anwendungsmöglichkeiten der Formeln sind von zweierlei Art. *Erstens* wird man sie benötigen, wenn die Einfallrichtung der festzustellenden Schicht unbekannt ist. Sofern der Neigungswinkel ω nicht zu groß ist, kann man dann $\alpha = 90^\circ$ wählen. *Zweitens* aber kann es vorkommen, daß man auch bei bekannter Einfallrichtung den Winkel ω nicht mehr direkt feststellen kann, wenn nämlich

$$i + \omega \geq 90^\circ$$

ist, wobei i den Grenzwinkel der Totalreflexion bezeichnet. Die Laufzeitkurve weist dann bekanntlich keinen Knick mehr auf, also erhält man keine Scheingeschwindigkeiten v_{2+} und v_{2-} . Sprengt man nun aber gemäß Fig. 1 längs zweier

Basen, dann kann man γ und α immer so groß wählen, daß

$$i + \omega_1 < 90^\circ \quad \text{und} \quad i + \omega_2 < 90^\circ$$

ist. ω_1 und ω_2 sind dann also aus den Laufzeitkurven bestimmbar und damit ω . Theoretisch braucht man bei bekannter Einfallrichtung, also bekanntem γ sogar nur *eine* Basis I zur Bestimmung von ω , wie aus Formel (3) hervorgeht; doch wird man in der Praxis zur Kontrolle besser noch eine zweite heranziehen.

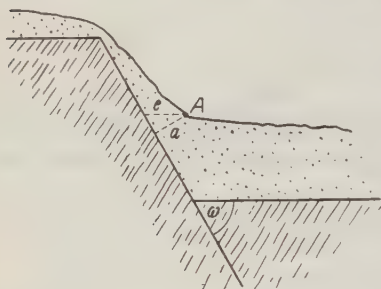


Fig. 3

Sehr große Winkel ω treten z. B. bei schrägen Verwerfungen auf (Fig. 3), die man auch mittels der abgeleiteten Formeln feststellen kann, sofern die geologischen Verhältnisse günstig sind. Man wird dann aber oft nicht mehr mit einem Winkel $\alpha = 90^\circ$ auskommen, wenn man auf beiden Basen die Verwerfung feststellen will. Es muß

$$\omega_1 < 90^\circ - i \quad \text{und} \quad \omega_2 < 90^\circ - i$$

sein, woraus wir eine untere Grenze für γ und $\alpha - \gamma$ finden. Hieraus und aus (3) folgt nämlich

$$\cos \gamma = \frac{\sin \omega_1}{\sin \omega} < \frac{\cos i}{\sin \omega},$$

$$\cos (\alpha - \gamma) = \frac{\sin \omega_2}{\sin \omega} < \frac{\cos i}{\sin \omega}.$$

Also

$$\gamma > \arccos \frac{\cos i}{\sin \omega},$$

$$\alpha > 2 \cdot \arccos \frac{\cos i}{\sin \omega}.$$

Als Beispiel behandeln wir dasselbe wie O. v. Schmidt in Fig. 4 seines Aufsatzes „Angewandte Seismik“ (Zeitschr. f. Geophys. 4, 1928). Hier war angenommen

$$\omega = 35^{\circ}; i = 70^{\circ} \quad (v_1 = 1600 \text{ m/sec}; v_2 = 1708 \text{ m/sec}).$$

Unsere Formeln liefern

$$\gamma > 53^{\circ} 24',$$

$$\alpha > 106^{\circ} 48'.$$

Damit die gedachte Schicht in Erscheinung tritt, müssen also die Sprengbasen unter einem Winkel γ gegen die Einfallsrichtung angelegt sein, der größer ist als $53^{\circ} 24'$.

Für die Entfernung e (Fig. 3), die bei Verwerfungen mehr interessieren wird als die Tiefe h_- , erhalten wir den Ausdruck

$$e = h_{1-} \cdot \frac{\cos \omega_1}{\sin \omega} = h_{11-} \cdot \frac{\cos \omega_2}{\sin \omega}.$$

Zum Schlusse möge noch hingewiesen werden auf die Theorie der *Profilkonstruktionen* aus Laufzeitkurven. Hierbei wird auch meistens stillschweigend die Annahme gemacht, daß die Ebene, in der die Wellen laufen, mit der vertikalen Profilebene zusammenfällt. Diese Annahme erscheint uns durchaus anfechtbar, zumal wenn es sich um ein Gelände mit stark zerklüfteter Schicht im Untergrund handelt, wie z. B. bei dem von Schweydar und Reich behandelten Profil bei Sperenberg*). Hier scheint uns eine starke Überschätzung der Methode vorzuliegen. Einwandfreie Ergebnisse sind nur bei einfachen Untergrundverhältnissen und durch Sprengen auf verschiedenen gekreuzten Basen zu erzielen. In Wahrheit liegt eben auch bei der Erforschung nur *eines* Profils seismisch ein *räumliches* Problem vor, das man nur in „erster Näherung“ durch ein ebenes ersetzen darf.

Darmstadt, April 1935.

*) Gerl. Beitr. z. Geoph. 17, 121 (1927); vgl. auch Handb. d. Experimentalph. (Wien-Harms) 25, III, 284. Bei dem in derselben Arbeit behandelten Profil von Rüdersdorf macht der durch die Neigung der Schichtgrenze entstehende Fehler in den Tiefenbestimmungen 4% aus ($\omega_1 = 0^{\circ}$, $\omega = 16^{\circ}$).

Relative Schweremessungen an einer tiefen Salzstruktur der norddeutschen Tiefebene

Von Dr. St. v. Thyssen, Hannover — (Mit 3 Abbildungen)

Mit einem Thyssenschen Schweremesser wurde das gravimetrisch gestörte Gebiet von Schneeheide, welches schon früher mit der Drehwaage untersucht worden ist, vermessen. Der Stationsabstand betrug durchschnittlich 500 m. Das auf Grund der Gravimetermessungen konstruierte Isogammenbild vervollständigte und sicherte die früheren Messungen. Der hohen erzielten Genauigkeit der Gravimetermessungen von ± 0.22 mgal ist es zuzuschreiben, daß es gelang, die Spezialgliederungen der verhältnismäßig geringen Schwerestörung herauszuarbeiten. Den relativen Schweremessungen werden dadurch neue Anwendungsgebiete gesichert.

Vor einiger Zeit habe ich in dieser Zeitschrift¹⁾ kurz über die neuere Entwicklung des Thyssenschen Schweremessers, seiner Leistungsfähigkeit und Meßgenauigkeit im normalen Feldbetrieb berichtet. Allerdings bezogen sich die Angaben nur auf Messungen mit einem mittleren Stationsabstande von etwa 8 km. Ausreichende Erfahrung mit geringeren Stationsabständen, wie dieses z. B. für die eingehendere gravimetrische Vermessung von Salzstrukturen erforderlich wäre, lagen damals noch nicht vor. In früheren Veröffentlichungen^{2) 3) 4)} wurden zwar schon Gravimetermessungen auf Salzdomgebieten beschrieben, jedoch handelte es sich bei diesen ersten Arbeiten mehr um das rein qualitative bzw. profilmäßige Erfassen der „Salzdomwirkung“ und wurde auf eine mehr flächenhafte Anordnung der Meßpunkte kein besonderer Wert gelegt. Weiter möchte ich noch darauf hinweisen, daß die Genauigkeit dieser Messungen ± 0.7 bis ± 1.0 mgal betrug, also noch beträchtlich hinter der mit neueren Geräten erhaltenen Meßgenauigkeit von ± 0.2 bis ± 0.5 mgal zurückstand. Erst durch die erhöhte Meßgenauigkeit wurde eine Isogammenführung in einem Abstände von 0.5 mgal und weniger ermöglicht und die Voraussetzung gegeben, derartige Untersuchungen erfolgreich durchzuführen.

Die im nachfolgenden beschriebenen relativen Schweremessungen beziehen sich auf eine flächenhafte Erfassung eines gravimetrisch gestörten Gebietes westlich Walsrode*). Es handelt sich hierbei um die gravimetrische Wirkung der tiefen Salzstruktur von Schneeheide**).

Das Gebiet, dessen Ausdehnung etwa 80 km beträgt, ist im November und Dezember 1932 schon von der Seismos, Hannover, im Auftrage Dritter, vermittelt 266 Drehwaagestationen untersucht worden. Durch die Drehwaagemessungen wurde eine ellipsenförmige gravimetrische Störung von verhältnismäßig geringem Minimumcharakter und N-S gerichteter Achse festgestellt. Das erhaltene Gra-

*) Meßtischblätter: Walsrode Nr. 1600 und Kirchboitzen Nr. 1599.

**) Seismische Untersuchungen zeigen eine Aufwölbung der Schichten.

dientenbild mit Krümmungswerten und die errechneten Isogammen sind in Fig. 1 wiedergegeben.

Obwohl das Drehwaagebild sich auf eine große Zahl von Meßergebnissen stützt, ist nur an einigen Profilen die bekannte Salzdomflankenwirkung zu erkennen. Im N und NO fehlen klare Salzfluchtwirkungen. In Ost-West-Richtung

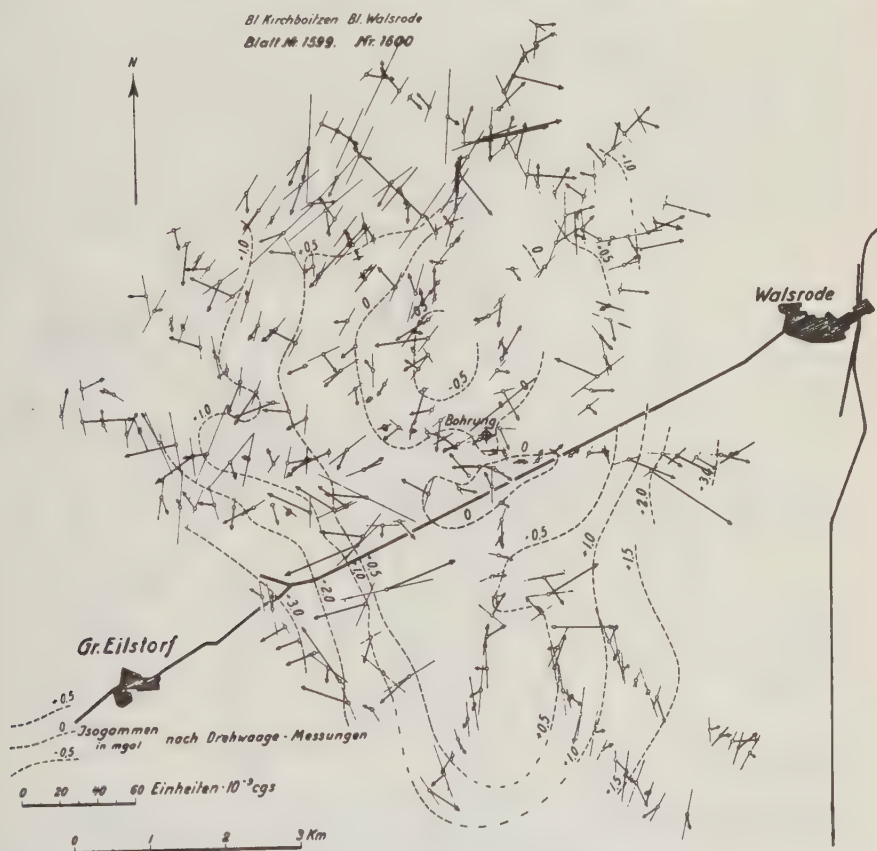


Fig. 1. Isogammenbild aus Drehwaagemessungen

verläuft zwar ein ziemlich regelmäßiges Profil, aus dem eine als reell anzuspreekende Schwereanomalie von etwa 3 mgal Amplitude abgeleitet werden kann. In Nord-Süd-Richtung dagegen ist eine Ableitung von Schweredifferenzen aus dem Drehwaagebild kaum möglich und eine Isogammenführung im S- und NO-Gebiete höchst unsicher.

Das Gesamtbild macht also einen vielerorts lokal gestörten Eindruck, weil verschiedene zusätzliche Schwerewirkungen auftreten, die zum Teil auf Dichte-

unterschiede der Gesteine oberflächennaher Horizonte zurückzuführen sind. Daher ist auch der Isogammenkonstruktion eine beträchtliche Unsicherheit zuzuschreiben.

Auf Grund der Drehwaagemessungen wurde im Zentrum des gravimetrisch negativ gestörten Gebietes eine Tiefbohrung angesetzt, welche in 2247 m Salz antraf. Die Bohrung ist ebenfalls in Fig. 1 eingezeichnet.

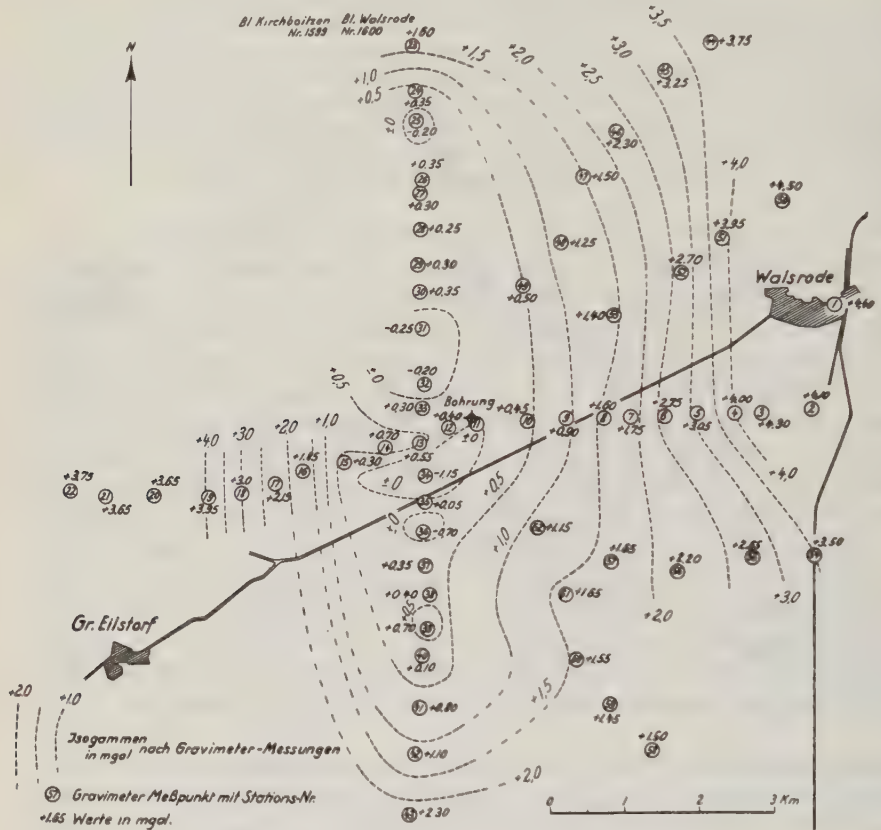


Fig. 2. Isogammenbild aus Gravimetermessungen

Gerade dieses an sich schwierige Gebiet erschien mir geeignet, um mit einem der neueren Thyssenschen Schweremesser eine Spezialvermessung durchzuführen, einmal, um festzustellen, ob in solchen Gebieten überhaupt mit relativen Schwere-messungen gearbeitet werden kann, weiter zu erfahren, wie weit das als unsicher zu betrachtende Isogammenbild aus Drehwaagemessungen reell ist und gleichzeitig die Isogammenführung im S- und NO-Untersuchungsgebiete sicherzustellen. Das Gravimeter wurde also für eine Aufgabe verwandt, die bisher ausschließlich der

Drehwaage vorbehalten war. Die gravimetrische Vermessung des Schneeheider Gebietes erstreckte sich über die Zeit vom 5. bis 29. April 1935.

Es wurden zuerst zwei Gravimeterprofile in O-W- und N-S-Richtung über das gesamte Gebiet hinweg gelegt. Das O-W-Profil, in welchem sich auch die Tiefbohrung befindet, hat eine Länge von etwa 10 km und enthält 23 Stationen, so daß der mittlere Stationsabstand weniger als 500 m beträgt. Der Meßpunkt an der Bohrung erhielt den Wert ± 0 .

Verfolgen wir den Verlauf der relativen Schwerkräfterunterschiede der Stationen des O-W-Profiles gegen Station 11 bei der Bohrung, so bemerken wir einen regelmäßigen Anstieg der Schwerewerte nach den Flanken von etwa 4 mgal. Dieses Ergebnis stimmt mit dem Isogammenbild in Fig. 1 verhältnismäßig gut überein.

Weiter unten in Tabelle 1 sind die Gravimeterwerte des O-W-Profiles mit den aus den Gradienten abgeleiteten Schweredifferenzen verglichen. Als Anschlußpunkt ist Meßpunkt 11 (Bohrung) verwendet.

Tabelle 1

Gemessen von Meßpunkt	Entfernung km	Gravimeter (aus Fig. 2, auf- gerundete Werte) mgal	Drehwaage (aus Fig. 1) mgal	Diffe- renz mgal	Differenz 10 km (absolute Werte)
11 nach 10	0.7	+ 0.5	+ 0.1	— 0.4	0.5
11 „ 9	1.2	+ 0.9	+ 0.3	— 0.6	0.5
11 „ 8	1.6	+ 1.6	+ 0.5	— 1.1	0.7
11 „ 7	2.1	+ 1.8	+ 1.0	— 0.8	0.4
11 „ 6	2.5	+ 2.8	+ 2.2	— 0.6	0.2
11 „ 5	3.0	+ 3.1	+ 2.9	— 0.2	0.05
11 „ 12	0.4	+ 0.4	+ 0.1	— 0.3	0.8
11 „ 13	0.9	+ 0.6	± 0.0	— 0.6	0.7
11 „ 14	1.25	+ 0.7	+ 0.1	— 0.6	0.5
11 „ 15	1.8	+ 0.3	+ 0.4	+ 0.1	0.05
11 „ 16	2.4	+ 1.9	+ 0.8	— 1.1	0.5
11 „ 17	2.9	+ 2.2	+ 1.4	— 0.8	0.3
11 „ 18	3.3	+ 3.0	+ 1.9	— 1.1	0.3
11 „ 19	3.8	+ 4.0	+ 2.4	— 1.6	0.4

Die Übereinstimmung zwischen Gravimeter und Drehwaage ist als zufriedenstellend zu bezeichnen, obwohl vereinzelt Widersprüche von über 1 mgal auftreten. Man muß aber dabei berücksichtigen, daß die Isogammenkonstruktion aus Gradienten bekanntlich unter der häufig nicht zutreffenden Annahme geschieht, daß die an einem Punkte gemessene Änderung der Schwerkraft bis zur halben Entfernung vom nächsten Meßpunkt gleich bleibt. Interessant ist, daß die Differenzen alle*) in demselben Sinne erfolgen, d. h. die Drehwaage-Isogammen immer etwas zu tief erscheinen.

Die letzte Spalte von Tabelle 1 gibt den Betrag an, um den jeder Gradient geändert werden müßte, um die mit dem Gravimeter gemessene Schweredifferenz

*) Mit einer Ausnahme.

Gravimetermessungen mit Kontrollen wiedergeben. An jedem Punkte wurde mindestens zweimal gemessen. Die Wiederholungen fanden am gleichen oder an einem anderen Tage statt.

Im allgemeinen wurde nach dem Schema: Basis-Station A — Basis-Station B — Basis-Station C — Basis- usw. gemessen, worauf die Meßreihe wiederholt wurde. Eine solche Meßreihe enthielt durchschnittlich 4, jedoch selten mehr als 6 verschiedene Stationen. Die graphische Auswertung der Ergebnisse zweier solcher Meßreihen sind in den beiden Schaubildern von Fig. 3 wiedergegeben. Bemerkt sei noch, daß keine Korrektur angebracht worden ist.

Schaubild I zeigt drei Punkte 41, 42, 43, wobei gegen Bezugspunkt 37 gemessen wurde. Anschließend daran wurden die Messungen zur Kontrolle noch einmal wiederholt. Eine Meßreihe enthält also 18 Einzelaufstellungen. Im Verlaufe der Messungen änderte sich die Einstellung des Gerätes um ~ 1 mgal in etwa 2 Stunden. Schaubild II bringt eine Meßreihe von 6 Punkten 12, 49, 47, 46, 45, 44, die gegen Bezugspunkt 48 gemessen und anschließend ebenfalls einmal wiederholt wurden, was 27 Einzelaufstellungen entspricht. Die gesamte Meßdauer betrug 7 Stunden, so daß auf eine Einzelmessung mit dem Transport von Meßpunkt zu Bezugspunkt durchschnittlich nur etwa 15 Minuten entfielen. Die Einstellung änderte sich in 4 Stunden um ~ 3 mgal. Man ersieht aus der Abbildung, daß, obwohl sich die Einstellung des Gerätes um ein Mehrfaches der Meßgenauigkeit ändert, die einzelnen Schwerewerte doch sehr gut reproduziert werden. Der Übersichtlichkeit wegen sind in folgender Tabelle 2 die Unterschiede der Wiederholungen aus den Meßreihen der Fig. 3 zusammengestellt.

Tabelle 2

Meßpunkt	Unreduzierte Schweredifferenz			Unterschiede mgal
	1. Messung	2. Messung	3. Messung	
41	+ 5.34	+ 5.54	—	+ 0.20
42	+ 5.61	+ 5.61	—	0.00
43	+ 6.45	+ 6.14	—	— 0.31
12	— 4.93	— 4.37	— 5.01	{ + 0.56 — 0.08
49	— 1.05	— 1.35	—	— 0.30
47	+ 0.55	+ 0.30	—	— 0.25
46	+ 0.86	+ 1.05	—	+ 0.19
45	+ 2.67	+ 2.66	—	— 0.01
44	+ 3.65	+ 3.47	—	— 0.18

Im O-W-Profil wurden als Basispunkte die Stationen 1, 12, 22 verwendet, an welche dann die Nachbarstationen angeschlossen wurden. Zur Sicherung der Basispunkte sind noch die Schleifen 12—22—3—12 und 12—1—3—12 vermessen worden. Die erste Schleife gab die folgenden unausgeglichene Werte $+ 5.75 - 0.8 - 4.85 = 0.1$ mgal Widerspruch; die zweite Schleife $+ 11.85 - 7.15 - 4.9 = 0.2$ mgal Widerspruch.

Im N-S-Profil wurden als Basispunkte die Stationen 28, 12, 37 gewählt. Im NO-Meßgebiet wurden Station 48 und im SO-Meßgebiet Station 55 und 62 als Bezugspunkte festgelegt und an Station 12 angeschlossen.

Weiter oben wurde mitgeteilt, daß Kontrollmessungen nicht nur an ein und demselben Tage, sondern auch zu verschiedenen Tagen durchgeführt worden sind. Dieses war zur Sicherung der Ergebnisse besonders wichtig. Es zeigte sich, wie aus Tabelle 3 hervorgeht, daß auch dann die Unterschiede derselben Größenordnung angehören, und die Meßgenauigkeit in beiden Fällen fast die gleiche bleibt.

Tabelle 3

Meßpunkt	Gemessen gegen Bezugspunkt	Unreduzierte Schweredifferenz		Wiederholung		Unterschiede mgal
		Datum	mgal	Datum	mgal	
6	1	5. VI.	— 8.24*)	18. VI.	— 7.69	— 0.55
8	1	5. VI.	— 8.96*)	18. VI.	— 9.22	+ 0.26
13	1	18. VI.	— 11.46	24. VI.	— 11.58*)	+ 0.12
18	22	11. VI.	— 2.25*)	29. VI.	— 1.94	— 0.31
19	22	11. VI.	— 1.45*)	29. VI.	— 2.00	+ 0.55
5	1	13. VI.	— 8.31*)	24. VI.	— 7.66	— 0.65

In Tabelle 4 sind noch sämtliche gemessenen unreduzierten Schwereunterschiede mit den Wiederholungen und Unterschieden in mgal wiedergegeben. Die in Tabellen 2 und 3 gebrachten Ergebnisse sind hier nicht mit angegeben. Die endgültigen reduzierten und ausgeglichenen Werte können aus Fig. 2 entnommen werden.

Tabelle 4

Meßpunkt	Gemessen gegen Bezugspunkt	Unreduzierte Schweredifferenz			Unterschiede (absolute Werte) mgal
		1. Messung	2. Messung	3. Messung	
2	1	— 2.55	— 2.38	—	0.17
3	1	— 7.20	— 7.13	—	0.07
4	1	— 7.90	— 7.90	—	0.00
5	1	— 7.85	— 8.77	—	0.92
6	1	— 8.70	— 7.78	—	0.92
7	1	— 9.60	— 9.53	—	0.07
8	1	— 9.54	— 9.22	—	0.32
9	1	— 10.40	— 10.05	—	0.35
10	1	— 11.32	— 10.89	—	0.43
11	1	— 11.75	— 11.70	—	0.05
12	1	— 12.09	— 11.64	—	0.45
13	1	— 11.00	— 12.15	—	1.15
14	1	— 11.60	— 11.49	—	0.11
16	1	— 9.69	— 9.25	—	0.39
17	1	— 9.63	— 9.14	—	0.49

*) Berechnet als Mittel zweier unabhängiger Messungen an einem Tage (siehe auch Tabelle 4).

Tabelle 4 (Fortsetzung)

Meß- punkt	Gemessen gegen Bezugspunkt	Unreduzierte Schweredifferenz			Unterschiede (absolute Werte) mgal
		1. Messung	2. Messung	3. Messung	
18	22	— 2.84	— 1.66	—	1.18
19	22	— 1.75	— 1.14	—	0.61
20	22	— 2.04	— 1.91	—	0.10
21	22	— 0.53	— 0.86	—	0.33
3	22	— 0.70	— 0.36	—	0.34
3	12	+ 4.66	+ 5.06	—	0.40
15	12	+ 1.34	+ 0.56	—	0.78
22	12	+ 5.79	+ 5.67	—	0.12
33	12	+ 0.42	— 0.17	—	0.59
34	12	— 1.25	— 1.45	—	0.20
55	12	+ 8.02	+ 8.54	+ 8.33	{ 0.52
12	24	— 3.52	— 3.84	—	{ 0.31
23	24	— 0.22	— 0.80	—	0.32
25	24	+ 0.08	+ 0.16	—	0.58
12	28	— 3.30	— 2.92	— 2.62	{ 0.08
26	28	+ 0.24	+ 0.22	—	{ 0.38
27	28	— 0.01	— 0.29	—	0.68
29	28	— 0.30	— 0.39	—	0.02
30	28	— 0.21	— 0.36	—	0.28
31	18	— 1.39	— 0.92	—	0.09
12	37	— 0.25	+ 0.55	— 0.73	{ 0.15
35	37	+ 0.25	— 0.21	—	{ 0.47
36	37	+ 2.12	+ 2.13	—	0.48
38	37	+ 0.22	+ 0.04	—	0.46
39	37	+ 2.75	+ 2.87	—	0.01
40	37	+ 4.17	+ 4.45	—	0.18
50	48	+ 3.42	+ 3.27	—	0.12
51	48	+ 1.55	+ 1.72	—	0.28
52	48	+ 1.11	+ 1.68	—	0.15
53	48	— 1.20	— 0.95	—	0.17
54	55	+ 0.48	+ 0.57	—	0.57
56	55	— 1.50	— 1.95	—	0.25
12	62	— 0.29	+ 0.31	—	0.09
57	62	+ 1.38	+ 1.39	—	0.45
58	62	+ 4.65	+ 5.57	—	0.60
59	62	+ 6.14	+ 6.29	—	0.01
60	62	+ 6.21	+ 6.27	—	0.92
61	62	+ 1.73	+ 1.50	—	0.15
					0.06
					0.23

Bemerkenswert ist, daß von 73 Kontrollmessungen die Widersprüche nur zweimal mehr als 1 mgal (1.15 und 1.18 mgal) und nur 17mal mehr als 0.5 mgal betragen. Aus den Tabellen 2, 3 und 4 läßt sich der mittlere Fehler aller doppelt gemessenen Gravimeterpunkte auf dem Gebiet „Schneeheide“ zu rund

± 0.22 mgal berechnen*). Der mittlere Fehler einer Einzelmessung beträgt demnach

$$m \cdot F \cdot = \sqrt{\frac{\varepsilon d^3}{2n}} = \pm 0.31.$$

Die tägliche Durchschnittsleistung in einem Meßgebiet, wie das vorliegende, mit Stationsabständen von etwa 500 m ist bei günstigen Wegeverhältnissen mit etwa 4 bis 5 Stationen anzusetzen. Die gesamten Messungen im Schneeheider Gebiet, wozu auch Wiederholungen und Schleifen gehören, benötigten eine Zeit von etwas über 3 Wochen. Weitere 18 Gravimeter-Meßpunkte wären nötig gewesen, um auch die Isogammenführung im N-W und S-W des Meßgebietes sicherzustellen. Auf Grund der Ergebnisse von 80 Gravimeter-Stationen würden sich dann Isogammen bedeutend vollständiger und zuverlässiger zeichnen lassen, als mit Hilfe der 266 Drehwaagestationen. Auch die erforderliche Zeit ist bei dem Gravimeter drei- bis viermal geringer anzusetzen. Wichtig ist an sich, wie aus Fig. 2 hervorgeht, daß schon ein kleiner Teil dieser Stationen einen guten Aufschluß über die Lage des Salzdomes geben kann.

Die neueren Thyssenschen Schweremesser eignen sich also zum Suchen und isogammenmäßigen Erfassen gravimetrisch verhältnismäßig gering gestörter Gebiete, sowie zum Lokalisieren von örtlichen Dichteunterschieden des Untergrundes. Allein oder in Verbindung mit der Drehwaage eröffnet das Gravimeter, dank der hohen Meßgenauigkeit, den relativen Schweremessungen neue Anwendungsmöglichkeiten in der angewandten Geophysik.

Literatur

¹⁾ St. v. Thyssen: Zeitschr. f. Geophys. **3** (1935).

²⁾ A. Schleusener: ebenda **8** (1934).

³⁾ A. Berroth: Berg- und Hüttenmänn. Zeitschr. „Glückauf“ Nr. 45, S. 34.

⁴⁾ St. v. Thyssen: Gerlands Beitr. f. Geophys. **5**, Heft 2 (1935).

*) Berechnet aus den Unterschieden von je zwei Messungen unter Benutzung der Formel

$$M \cdot F \cdot = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon d^3}{n}}.$$

Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schweremessern*)

Von O. Meisser, Jena — (Mit 11 Abbildungen)

Es werden allgemein die Beziehungen für die Empfindlichkeit und die Schwingungsdauer bei Vertikalseismometer und statischem Schweremesser aufgestellt. Unter der Forderung einer besonderen Charakteristik wird allgemein die Federwaage mit einer Astasierungseinstellung *ohne Störung* des Waagegleichgewichts und bei Berücksichtigung eines großen Stabilitätsbereiches behandelt. Der konstruktive Vorteil liegt in der Vorspannung der Feder, wodurch einfache theoretische Verhältnisse erreicht werden. Eine ebenfalls günstige Charakteristik weisen auf elastische Knickung beanspruchte Stäbe auf. Für die Materialauswahl wird eine Übersicht über die Methoden zur Bestimmung der thermoelastischen Koeffizienten und ihre Größe bei verschiedenen Materialien gegeben, so daß eine Beseitigung des Temperatureinflusses praktisch möglich ist.

Inhalt:

- A. Statischer Schweremesser und Vertikalseismometer.
- B. Die Astasierung.
- C. Charakteristik.
- D. Die Federwaage (Galitzin-vertikalseismometer, statischer Schweremesser).
- E. Gravimeter mit auf elastische Knickung beanspruchten Stäben.
- F. Der Temperaturkoeffizient.

A. Statischer Schweremesser und Vertikalseismometer. Jedes Seismometer läßt sich im Prinzip auf ein einfaches Pendel zurückführen. Für die Aufzeichnung der horizontalen Bodenbewegungskomponenten muß man stets berücksichtigen, daß außer der entsprechenden Bodenbewegung bei einem Instrument allein gleichzeitig mit die Neigungen des Bodens und außerdem bei genügender Empfindlichkeit die Richtungsänderungen der Schwerkraft aufgezeichnet werden. Diese Vereinigung Bodenbewegung, Neigung und Richtungsänderung der Schwerkraft tritt theoretisch bei jedem Horizontal-seismometertyp auf.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei dem Vertikalseismometer. Jedes Instrument zur Aufzeichnung der vertikalen Bodenkomponente läßt sich im Prinzip auf eine an einer Feder F hängende Masse M (s. Fig. 1) zurückführen, die sich nur in Richtung (z) der Federachse AB bewegen soll. Die Ruhelage der Masse M wird durch die Erdschwere g und die entsprechenden vertikalen Bodenbewegungen bestimmt. Es geht auch hier wie bei Seismometern für die horizontale Bodenbewegung die Schwereänderung und die vertikale Bodenbewegung gleichzeitig in die Registrierung ein.

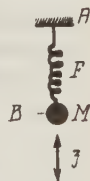


Fig. 1
Feder-
pendel

*) Gekürzte Wiedergabe eines Vortrages, gehalten im Physikal. Kolloquium der Universität Jena, S.-S. 1935.

Bezeichnet z (s. Fig. 1) die vertikale Koordinate (Ruhelage $z = 0$), g die Schwerkraft, M die Gesamtmasse des schwingenden Systems, so gilt bei einem ungedämpften System für die Schwingungsdauer

$$T = 2T' = 2\pi \sqrt{\frac{M}{f}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{M}{g} \cdot \frac{dz}{dm}}^{**}), \dots (1)$$

wenn f die Federkonstante, L die „reduzierte Pendellänge“ und dz die einem Zusatzgewicht dm entsprechende Längenänderung entspricht. Da meistens $dm/M \sim dg/g$ ist, hat man die für die Empfindlichkeitsbestimmung wichtige Beziehung

$$\boxed{\frac{dz}{L} = \frac{dg}{g}}, \dots (2)$$

wobei

$$L = \frac{T'^2}{\pi^2} \cdot g \sim T_{\text{sec}}'^2 m.$$

Formel (2) besagt z. B., daß ein statischer Schweremesser mit $T' = 1$ sec eine Ablesegenauigkeit von 1μ für 1 mgal in dz erfordert.

Die Konstruktion von Vertikalseismometern stellt meistens jedoch eine Massenkombination dar, die um eine Achse (C) (s. Fig. 2) mit dem Winkel φ drehbar gelagert ist. Bezeichnet K das auf die Drehachse bezogene Trägheitsmoment, s den Abstand des Schwerpunktes von der Drehachse, q den Trägheitsradius, so gilt für das Drehmoment \mathfrak{M} aller am System angreifenden Kräfte für ein ungedämpftes System

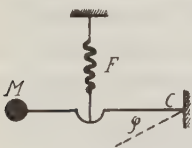


Fig. 2
Vertikalseismometer
mit Astasierung

$$\mathfrak{M}(\varphi_0, g) = 0 \dots (3)$$

beim statischen Schweremesser (Ruhelage $\varphi = 0$) bzw.

$$K \cdot \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \mathfrak{M}(\varphi, g) = -M \cdot s \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} \dots (4)$$

beim Vertikalseismometer, wenn t die Zeit bedeutet.

Für den Ausschlag φ wird***)

$$\mathfrak{M}(\varphi, g) = \mathfrak{M}(\varphi_0, g) + \varphi \cdot \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial \varphi}(\varphi_0, g) \pm \dots,$$

*) T' Halbschwingung.

**) Siehe auch Y. Dammann: Contribution à l'étude des propriétés élastiques de l'élinvar. Son utilisation dans les séismographes. Union Géodésique et Géophysique intern. Sect. Séismologie Ser. A, Fasc. No. 5. A. Paris 1927. S. 122–156.

***) Siehe H. P. Berlage in Gutenbergs Handb. d. Geophys. IV, Seismometer. Berlin 1930. S. 379ff.

man erhält

$$2 T' = T = 2 \pi \sqrt{\frac{K}{\left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \varphi}\right)_{\varphi=0}}}^* \dots \dots \dots (5)$$

Bedeutet (2) A die Hebel-(Lichtzeiger-)länge, dann ist die „Vergrößerung“ V des Seismometers

$$V = (2) A \frac{s \cdot M}{K} = (2) A \frac{s}{q^2} \approx (2) \frac{A}{s} \dots \dots \dots (6a)$$

Die Empfindlichkeit $dg/d\varphi^{**}$ folgt aus (3) unter Berücksichtigung des Momentes der Schwere Mgs in der Ruhelage zu

$$d\varphi = -\frac{dg}{g} \cdot \frac{L}{q} \cdot \frac{s}{q} \approx -\frac{dg}{g} \cdot \frac{L}{s} \dots \dots \dots (7)$$

Wird andererseits der Endausschlag $da = d\varphi$ (2) $\cdot A$ angenommen, so ist mit (6a)

$$\begin{aligned} &= V \cdot L \cdot \frac{dg}{g} \\ da &= V \cdot dz \end{aligned} \dots \dots \dots (8)$$

Die Formel (8) gibt ganz allgemein den Zusammenhang zwischen einem Vertikal-seismometer und einem statischen Schweremesser. Bei Seismometern wird das

Tabelle 1

Name des Erfinders	Jahr	Technische Daten d. Seism.			Ausschlag für	
		Periode T_0 sec	Vergr. fach	Red. Pendel L m	$dg/g = 10^6$ in mm	$1/10$ mm in dg/g
Schlüter***)	1900	16	46	64	2.9	$3 \cdot 10^{-7}$
		40	46	400	18.4	$6 \cdot 10^{-8}$
Vicentini***)	1900	1.5	100	0.5	0.05	$5 \cdot 10^{-6}$
Straubel***)	1906	6.6	4000	10	40	$2.5 \cdot 10^{-9}$
Wiechert***)	1909	5	200	6.3	1.3	$8 \cdot 10^{-8}$
		4	80	4	0.3	$3 \cdot 10^{-7}$
Galitzin***)	1910	12		36		
de Quervain-Piccard***)	1927	1.2	1800	0.4	0.7	$1.5 \cdot 10^{-7}$
Schweydar†)	1913				2.6	$4 \cdot 10^{-8}$
Tomaschek††)	1932	100	80	2500	200	$5 \cdot 10^{-10}$
		40	80	400	32	$5 \cdot 10^{-9}$

*) Die reduzierte Pendellänge $L = g \cdot \frac{Mq^2}{\left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \varphi}\right)_{\varphi=0}}$.

**) $\frac{dg}{d\varphi} = -\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \varphi} : \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial g}$.

***) Siehe H. P. Berlage: S. 222 dieser Arbeit.

†) Siehe Handb. d. Experimental-Physik XXV, 2, S. 337.

††) R. Tomaschek u. W. Schaffernicht: Untersuchungen über die zeitlichen Änderungen der Schwerkraft. I. Ann. d. Phys. (5) **15**, 787—824 (1932). Die in der Arbeit gemachten seismischen Vergrößerungsangaben decken sich nicht mit den obigen Zahlen für unendlich schnelle Bodenschwingungen.

größte Gewicht auf Steigerung von V in (8) und (6a) gelegt, während ein statischer Schweremesser seine Empfindlichkeit nach (8) und (2) über eine möglichst große reduzierte Pendellänge (L) zu erreichen sucht. Nach Gleichung (8) ist für beide Arten ein Überschneiden möglich. In Tabelle 1 sind die gebräuchlichen Vertikal-seismometer einmal als statische Schweremesser betrachtet. Es ist der Ausschlag für $dg/g = 10^{-6}$ in mm angegeben und außerdem rein rechnerisch die $1/10$ mm entsprechende Empfindlichkeit in dg/g berechnet. Man sieht, daß das Vertikalseismometer nach Straubel bereits empfindlicher ist als das Trifilargravimeter von Schweydar, das natürlich wie dasjenige von Tomaschek seismisch einen ruhigeren Nullpunkt aufzuweisen hat.

B. Die Astasierung. Bei jedem statischen Schweremesser hält in seiner Nulllage das Moment einer Federkraft (\mathfrak{M}_f) dem Moment einer schweren Masse (\mathfrak{M}_g)

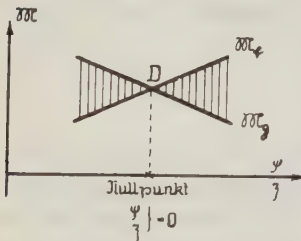


Fig. 3

Schwere- und Federmoment

das Gleichgewicht. In Fig. 3 sind die beiden Momente \mathfrak{M}_f und \mathfrak{M}_g in ihrer Abhängigkeit von der Ruhelageentfernung (φ, z) dargestellt. Für

$$\mathfrak{M}_f - \mathfrak{M}_g = \mathfrak{M}(\varphi_0, g) = 0 \quad \dots (9)$$

hat man die Gleichgewichtslage, die den Nullpunkt bestimmt. Die Schwingungsdauer des Systems ist bestimmt durch den Verlauf von $(\partial \mathfrak{M} / \partial \varphi)_{\varphi=0}$, d. h. von den Tangenten der beiden Momente \mathfrak{M}_f und \mathfrak{M}_g in D . Je kleiner der schraffierte Raum in Fig. 3 ist, um so größer wird die Schwingungsdauer und somit die Empfindlichkeit in dg/g . Das

Streben wird für eine „Astasierung“ darauf hinauslaufen, den Verlauf von \mathfrak{M}_f und \mathfrak{M}_g in D möglichst weitgehend einander anzugleichen und geradlinig zu gestalten, so daß die höheren Ableitungen von \mathfrak{M} nach φ für $\varphi = 0$ sehr klein sind; denn für nur $(\partial \mathfrak{M} / \partial \varphi)_{\varphi=0} = 0$ wird die Empfindlichkeit sehr stark vom Ausschlag abhängig und das System kann zur Unstabilität neigen. Die Einzelheiten werden an einem besonderen Fall (Federwaage) gezeigt werden.

C. Charakteristik. Als weitere Forderung für einen statischen Schweremesser ist anzustreben, daß die Federanordnungen bis zu einem festen Betrag der belastenden Masse $M_0 - dm$ (s. Fig. 4) keinen oder nur einen konstanten Ausschlag zeigen und daß erst in dem Meßbereich $M_0 \pm dm$ eine sehr empfindliche Indikation vorhanden ist. Durch dieses Ziel bleibt die Federanordnung vor großen Überbeanspruchungen, die die elastische Nachwirkung leicht erhöhen, bewahrt. Sowohl vorgespannte Federn wie die Anordnung der elastischen

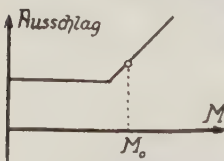


Fig. 4

Ausschlagcharakteristik

„Knickstäbe“ erfüllen diese Bedingung.

D. Die Federwaage. Die einfachste Anordnung außer einer gewöhnlichen Spiralfeder (s. Fig. 1) ist die sogenannte Federwaage. Man hat im Prinzip eine

gewöhnliche Waage, von der ein Gewicht durch eine Feder ersetzt ist. Die Theorie einer solchen Federwaage ist ähnlich der des „Galitzin“*)-Vertikalseismometers.

a) Galitzinvertikalseismometer. In Fig. 5 a, b sind zwei gleichwertige Galitzinpendel*) schematisch dargestellt. Das Moment \mathfrak{M}_g der Masse M ist für den Winkelausschlag φ

$$\mathfrak{M}_g = a M g \cdot \cos \varphi \quad (10)$$

und das der Feder \mathfrak{M}_f , deren Zugkraft direkt proportional der geometrischen Länge AB ist**),

$$\mathfrak{M}_f = f c \dot{g} \sin (\gamma + \varphi) \quad (11)$$

Da für $Mga = fc \dot{g}$ das System in jeder Lage (φ) im Gleichgewicht sein soll, hat man für $\gamma = \pi/2$ in den Anordnungen der Fig. 5 a, b eine Konstruktion**), die auch für einen statischen Schweremesser wohl geeignet ist. Die praktische Ausführung hat den Nachteil, daß eine Astasierung stets mit einer Neuausbalancierung verbunden ist. Für einen statischen Schweremesser braucht die Bedingung, daß das System auf horizontale Bodenbewegung nicht ansprechen darf, keineswegs eingehalten zu werden und man kommt so durch die vertikale Verschiebung der Masse M senkrecht zu OM zu einer wesentlich bequemeren Konstruktionsmöglichkeit.

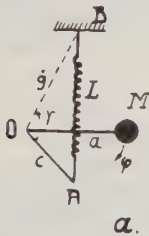


Fig. 5. Galitzinseismometer

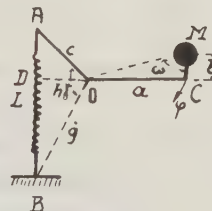
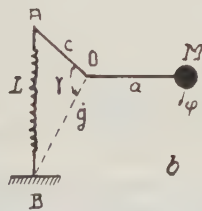


Fig. 6
Allgemeine Federwaage

b) Statischer Schweremesser auf dem Prinzip der Federwaage. Da das Moment der Schwere $\mathfrak{M}_g = Mga \cos \varphi$ in der Ruhelage ($\varphi = 0$) seinen größten Wert hat, so wird man eine Anpassung an den Verlauf des Federmomentes \mathfrak{M}_f sofort erreichen, wenn der Schwerpunkt des Massensystems über den Drehpunkt 0 zu liegen kommt. Gleichzeitig ist zu fordern, daß die Schwere g möglichst günstig an der Gesamtmasse M des Systems angreift und eine Änderung von g durch keine „Totmasse“ über 0 direkt oder auf der Federseite (s. Fig. 5 b) in ihrer Wirkung vermindert wird. Diese Überlegungen führen zu der Anordnung in Fig. 6, wo bei C

*) Siehe auch Berlage: S. 222 dieser Arbeit.

**) Durch entsprechendes Wickeln kann man Spiralfedern vorspannen und die Länge durch Zusatzabstimmung auf den gewünschten geometrischen Wert bringen. Es ist das Verdienst von Lucien J. B. La Coste, jr.: A new type long period vertical seismograph, Physics 1934, S. 178—180, diese wichtige Eigenschaft als erster praktisch verwertet zu haben.

das Gewicht um die Strecke b senkrecht zu OC verschoben werden kann, ohne daß man die Gleichgewichtslage stört.

Der Arm OA ist, um die Untersuchung allgemeiner zu gestalten, gegen OC geneigt. Es brauchen die Punkte C, O und A nicht in einer Geraden zu liegen. Das Lot von O auf AB ist $h = (OA \cdot OB/AB) \sin \hat{B}OA$. Die übrigen Bezeichnungen ergeben sich aus der Fig. 6. Für die Ruhelage ist

$$\varphi = 0: \mathfrak{M}_g = Mga$$

$$\mathfrak{M}_r = fc\dot{g} \sin \gamma \left(1 - \frac{L_0}{L}\right)$$

mithin

$$fc\dot{g} \left(1 - \frac{L_0}{L}\right) \sin \gamma = Mga \dots \dots \dots (12)$$

Es soll, wie es in der Praxis vorkommt, die nicht ganz beseitigte Anfangslänge $L_0 (\pm)$ mit berücksichtigt werden, jedoch ist stets $|L_0| \ll L^*$.

Für den Ausschlag φ ist

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{M}_g &= Mga \left(\cos \varphi + \frac{b}{a} \sin \varphi \right) \\ \mathfrak{M}_r &= fc\dot{g} \left(1 - \frac{L_0}{L_\varphi} \right) \sin (\gamma + \varphi) \end{aligned} \right\} \text{ mit } \left. \begin{aligned} L^2 &= c^2 + g^2 - 2c\dot{g} \cos \gamma \\ L_\varphi^2 &= c^2 + g^2 - 2c\dot{g} \cos (\gamma + \varphi) \end{aligned} \right\} (18)$$

Das resultierende Moment ergibt sich zu

$$\mathfrak{M}(\varphi, g) = Mga \left\{ \frac{\sin(\gamma + \varphi)}{\sin \gamma} \cdot \frac{1 - L_0/L_\varphi}{1 - L_0/L} - \cos \varphi - \frac{b}{a} \sin \varphi \right\} = 0 \quad (14)$$

Für $L_0 = 0$ ist eine vollständige Astasierung ($T = \infty$) für $\cot \gamma = b/a$ erreicht. Berücksichtigt man durch Entwicklung von $\mathfrak{M}(\varphi, g) = 0$ nach φ auch die höheren Differentialquotienten in (5), so wird ($K \sim a^2 M$)**)

$$T_\varphi = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g}} \frac{1}{\sqrt{\left\{ \cot \gamma - \frac{b}{a} + \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{1}{1 - L_0/L} + \frac{3}{2} \varphi \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{\cot \gamma - h/L}{1 - L_0/L} \pm \dots \right\}}} \quad (15)$$

Man sieht sofort den großen theoretischen Vorteil der vorgespannten Feder, denn für $L_0 = 0$ hängt die Größe der Schwingungsdauer (15) nur von dem Parameter b ab, ohne daß die Gleichgewichtslage gestört wird, und die Stabilität ist über einen

*) Die Größe L_0 ergibt sich als Differenz der geometrischen Länge AB gegenüber L nach Formel (1). Die Bestimmung von L aus Schwingungsdauerbeobachtungen ist am einfachsten.

**) Als Hilfsrechnung diene:

$$\left(\frac{\partial L_\varphi}{\partial \varphi} \right)_{\varphi=0} = \frac{c\dot{g}}{L} \sin \gamma = h \quad \left(\frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial \varphi} \right)_{\varphi=0} = aMg \left\{ \cot \gamma - \frac{b}{a} + \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{1}{1 - L_0/L} \right\}$$

$$\left(\frac{\partial^2 L}{\partial \varphi^2} \right)_{\varphi=0} = h \cot \gamma - \frac{h^2}{L} \quad \left(\frac{\partial^2 \mathfrak{M}}{\partial \varphi^2} \right)_{\varphi=0} = 3aMg \cdot \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{\cot \gamma - h/L}{1 - L_0/L}.$$

großen Amplitudenbereich mit annähernd konstanter Empfindlichkeit gewährleistet*). Die Astasierungsbedingung $\cot \gamma = b/a$ heißt geometrisch, daß der Winkel $\gamma = \angle BOA$ gleich dem Winkel $\omega = \angle CMO$ sein muß. Für den Sonderfall, daß die Punkte C , O und A in einer Geraden liegen ($c = h$), ist $c:L = b:a$.

Ist die Größe L_0 nicht genau auf Null kompensiert, so kann ebenfalls durch alleinige Veränderung von b die Astasierung bewerkstelligt werden. Damit die Schwingungsdauer (15) kein Glied in φ mehr enthält, empfiehlt es sich, die Punkte C , O und A ($\cot \gamma = h/L$) in eine Gerade zu legen. Man kann so auch, ohne zu einer zweiten Feder greifen zu müssen**), mit einer Feder allein, wie LaCoste bereits gezeigt hat, auch langperiodische Vertikalseismometer mit Schwingungsdauern, die über einen gewissen Amplitudenbereich konstant sind,

bauen. Es wurde an einer Federwaage nach Fig. 6 die

Empfindlichkeitsbestimmung auch bei verschiedenen Schwingungsdauern vorgenommen. In Fig. 7 sind in Abhängigkeit von den Halbschwingungen T' die Winkelausschläge $d\varphi$ für eine Überbelastung dm von 100 mg ($dm/M = 2.5 \cdot 10^{-4}$) aufgetragen. Da die Abszisse eine quadratische Skala in Fig. 7 hat, müssen die Werte

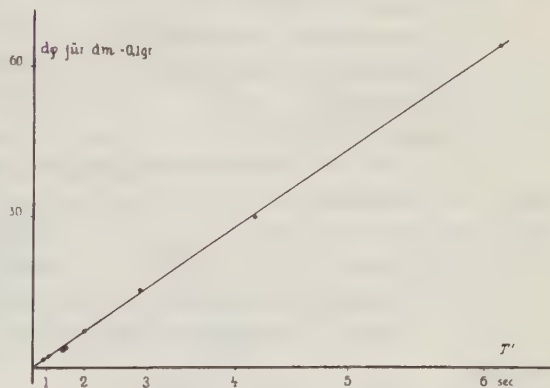


Fig. 7. Schwingungsdauer und Empfindlichkeit einer Federwaage

$d\varphi$ nach (7) innerhalb der Fehlergrenze auf einer Geraden liegen, was auch erfüllt ist. Selbstverständlich eignet sich diese Federwaage auch als Doppelinstrument für große (10^{-9}) Empfindlichkeit in dg/g , um entsprechende von der Boden- neigung unabhängige Angaben zu geben.

Die Vorteile der im Vorstehendem beschriebenen Federwaage sind die bequeme Astasierung ohne Störung des Gleichgewichtes, die Konstanz der Empfindlichkeit über einen weiten Amplitudenbereich und mithin große Stabilität, die z. B. bei einem Bi- bzw. Trifilargravimeter nicht in diesem Ausmaße zu erreichen sind. Dazu kommen noch bequeme Kompensationsmöglichkeiten der Temperatur.

E. Gravimeter mit auf elastische Knickung beanspruchten Stäben. Wählt man eine Spiralfeder als elastische Gegenkraft, so läßt sich die unter C aufgeführte Charakteristik aus praktischen Gründen nicht beliebig weit treiben. Die Konstanz der

*) Bei einem Versuch waren für $T = 12$ sec in dem Bereich $\varphi = \pm 1\frac{1}{2}^\circ$ die Abweichungen von T kleiner als 1%.

) Vgl. J. Wilip: Zur Theorie und Konstruktion von Vertikalseismographen. Gerlands Beitr. z. Geophys. **14, 387–401 (1928).

Federlänge (Ruhelage) ist bis auf 10^{-7} zu fordern für einen statischen Schwere-
messer. Im Gegensatz dazu ist die elastische Ausbiegung beim Knicken*) im
Verhältnis zu der geforderten Genauigkeit (10^{-6}) relativ zur Stablänge klein (10^{-4}),
da bis zur kritischen her Eulerlast praktisch kein Ausschlag erfolgt. Die Größe der
Ausbiegung eines Stabes beim Überschreiten der kritischen Last ist relativ wenig
und in den Lehrbüchern zum Teil recht oberflächlich behandelt, da für diesen
Bereich technisch kein Interesse vorlag.

Hat man einen bei A eingespannten Stab, der bei B in Richtung seiner
Schwereachse CA belastet ist, dann wird theoretisch bis zur Erreichung der Euler-
schen Knicklast P_K der Stab keine Ausbiegung erleiden. Bezeichnet

l Länge des Stabes AB ,

E Youngscher Elastizitätsmodul,

J kleinstes Trägheitsmoment des Stabquerschnittes,

P Druckkraft,

$$P_K = 4 \pi^2 EJ / l^2,$$

so wird unter Berücksichtigung des strengen Wertes für den Krüm-
mungsradius

$$\varrho = \left(1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right)^{3/2} : \frac{d^2 y}{dx^2}$$

die Ausbiegung y_1 bei B (s. Fig. 8) unter der Last P^{**}) bei „schlanken“
Stäben***) (Schlankheitsgrad > 100)



Fig. 8
Belasteter
„schlanker“
Stab

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= \frac{4}{\pi} l \cdot \sqrt{\frac{P_K}{P}} \sin \vartheta \\ \sqrt{\frac{P}{P_K}} &= \frac{2}{\pi} F\left(\vartheta, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi}} \dagger) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

wobei ϑ ein Parameter ist. In der Nähe der kritischen Stelle $P = P_K$ lautet die
von Mises††) angegebene Näherungslösung

$$y_1 = \frac{\sqrt{8}}{\pi} l \sqrt{\frac{P}{P_K} - 1} \left\{ 1 - \frac{1}{8} \left(\frac{P}{P_K} - 1 \right) \dots \right\} \dots \dots \dots (17)$$

Nach den Formeln (17) bzw. (16) müßte man in unmittelbarer Nachbarschaft der
kritischen Last die größte Empfindlichkeit erhalten. Die in Fig. 9 wiedergegebene
theoretische Kurve (a - - -) läßt sich jedoch auch bei den saubersten Versuchs-

*) Den Hinweis auf diese Konstruktionsmöglichkeit verdanke ich Herrn Prof.
Dr.-Ing. Bauersfeld, Jena.

**) Strenge Lösung bei L. Saalschütz: Der belastete Stab. Leipzig 1880; J. Mal-
kin: Formveränderung eines axial gedrückten dünnen Stabes. Zeitschr. f. angew.
Math. u. Mech. 6, 73—76 (1926).

***) Vgl. Auerbach-Hort: Handb. d. techn. Mechanik 4, Artikel Timoschenko;
„Hütte“ des Ingenieurs Taschenbuch, Bd. I.

†) $F(\vartheta, \pi/2) = K$. Vollständiges elliptisches Integral erster Gattung.

††) v. Mises: Zeitschr. f. angew. Math. 4, 435 (1924).

bedingungen mit der zu fordernden Genauigkeit nicht verwirklichen*). Die Gründe dafür sind: exzentrische Belastung (Hebelarm der Last e), Ungleichmäßigkeiten im Material, Abweichung der Stabachse von einer vollkommenen Geraden. Nimmt man die Bogenkrümmung des Stabes mit a (Maximalpfeilhöhe einer Sinuslinie) und mit e den exzentrischen Angriff der Last P in B (Fig. 8) an, so ist für kleine Durchbiegungen ($P < P_K$) näherungsweise

$$y = \frac{a}{\frac{P}{P_K} - 1} + e \frac{1 - \cos \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_K}}}{\cos \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_K}}} \quad (18)$$

Die Formel (18) zeigt, daß bereits für $P < P_K$ Durchbiegungen auftreten (s. Fig. 9, Kurve b — · — · —). Beide Formeln verlieren in der Nähe von P_K ihre Gültigkeit, weil die Werte für y dann relativ groß im Verhältnis zu e werden. Diese Tatsache wird in den üblichen Darstellungen meistens nicht angeführt. In Fig. 9 ist für exzentrischen Kraft-

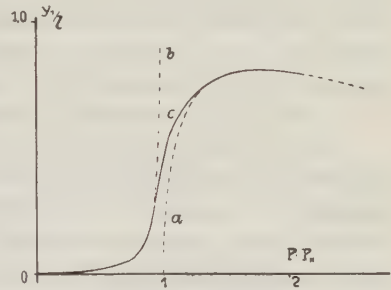


Fig. 9. Theoretische Ausbiegung belasteter schlanker Stäbe

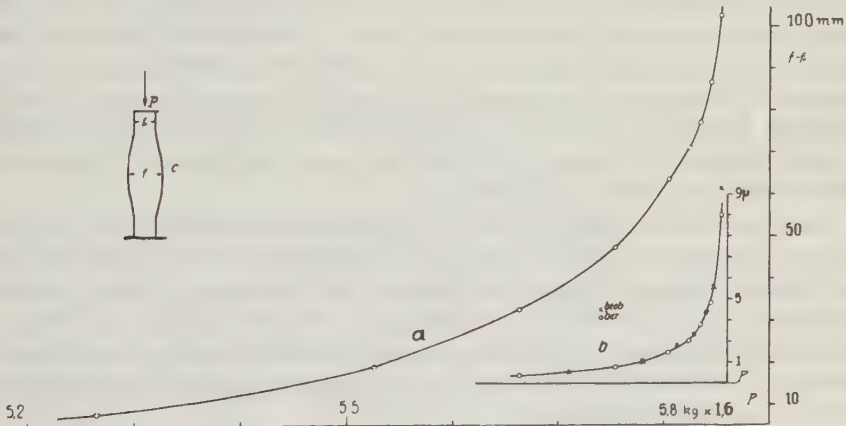


Fig. 10. Experimentelle Ausbiegung zweier Stäbe

angriff die strenge Lösung (Kurve c —) schematisch eingezeichnet. Hat man Stäbe, die verschieden gelagert sind: oben und unten auf Schneiden gelagert oder oben und unten eingespannt, so ist für l ein entsprechender Bruch-

*) W. Rein: Versuche zur Ermittlung der Knickspannungen für verschiedene Baustähle. Ber. d. Ausschusses für Versuche im Stahlbau, Ausgabe B, Heft 4, Berlin 1930.

teil der Stablänge in P_K einzusetzen. In Fig. 10 ist die Ausbiegung zweier parallel (s. Fig. 10c) eingespannter Stäbe von 1 m Länge in Abhängigkeit von der Belastung P aufgezeichnet (Fig. 10a). Die relative Empfindlichkeit in μ (10^{-3} mm) für eine Gewichtszunahme von 10^{-6} wurde sowohl aus der Kurve a wie aus der Schwingungsdauer T des Gesamtsystems nach (2) ermittelt und die berechneten (\times) und gefundenen (\circ , T) Werte in Fig. 10 als Kurve (10b) dargestellt. Auch hier zeigt sich trotz der sehr starken Vereinfachungen [Formel (1)] eine befriedigende Übereinstimmung der vorläufig gemessenen Werte.

Aus der Kurve in Fig. 10b ersieht man, daß die Anordnung von solchen auf elastische Knickung beanspruchten Stäben eine ideale Anordnung für ein transportables Gravimeter bietet. Obwohl die Skale keine konstante Empfindlichkeit aufzuweisen hat, lassen sich bei geeigneter Wahl des Materials und der Dimensionen die Beanspruchungen durch Druck und Biegung in erträglichen Grenzen halten, so daß die elastischen Nachwirkungen gering bleiben. Zudem kommt als weiterer Vorteil hinzu, daß die Belastungscharakteristik (s. Fig. 9) weitgehend die unter C gestellte Forderung erfüllt und die Empfindlichkeit aus der Schwingungsdauer bestimmt werden kann.

F. Der Temperaturkoeffizient. Von einer Federanordnung wird wegen der Beziehung $[\mathfrak{M}(\varphi, g)]_{\varphi=0} = 0$ [Nullage (3)] stets verlangt, daß die resultierende Federkraft in derselben Größenordnung konstant bleibt, wie dg/g gemessen werden soll. Abgesehen von elastischen Nachwirkungen ist von vornherein auf einen möglichst geringen Temperatureinfluß größter Wert zu legen. Man muß daher sowohl den thermischen Längenausdehnungskoeffizient wie die entsprechenden thermoelastischen Koeffizienten kennen, um geeignete kleine Werte bzw. entsprechende Kompensationsmöglichkeiten zum Einstudieren eines resultierenden Temperaturkoeffizienten Null wählen zu können.

Der Temperaturkoeffizient (ε) des Youngschen Elastizitätsmoduls E und der meistens etwas größere (ε') des Gleitmoduls G lassen sich nur in Verbindung mit dem linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten (β) bestimmen. Jeder statische Schweremesser ist gleichzeitig ein Instrument zur Bestimmung des thermoelastischen Koeffizienten, wenn der Längenausdehnungskoeffizient anderweitig bekannt ist. Im folgenden sollen kurz einige der gebräuchlichsten bzw. einfachsten Meßmethoden angeführt werden.

a) Stimmgabelschwingungen. Die gebräuchlichste und mit genaueste Methode besteht in der Bestimmung des Temperaturkoeffizienten von Stimmgabelschwingungen. Die Frequenz N eines eingespannten Stabes lautet

$$N = \frac{m^2}{4\pi\sqrt{3}} \cdot \frac{a}{l^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\varrho}} \dots \dots \dots (19)$$

wobei

m Zahlenfaktor, für den Grundton 1,875₁,

a Dimension des Stabquerschnittes in der Schwingungsebene,

- l Länge des Stabes,
 ρ Dichte des Stabmaterials,
 E Elastizitätsmodul des Stabmaterials.

Unter Berücksichtigung der einzelnen Dimensionen in (19) erhält man für die Temperatur t eine Frequenz

$$n_t = n_{t=0} \left(1 + \frac{\varepsilon + \beta}{2} t \right) \dots \dots \dots (20)$$

Für temperaturunabhängige Stimmgabeln lautet die notwendige Forderung

$$\varepsilon + \beta = 0. \quad (21)$$

b) *Uhrunruhe*. Eine weitere Zeitmeßmethode stellt die Schwingungsdauer einer Uhrunruhe dar. Man hat eine gewundene Biegungsfeder mit einer Masse vom Trägheitsmoment K (β_2). Die Schwingungsdauer T ist

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{K \cdot l}{E \cdot J}} \dots \dots \dots (22)$$

wobei

- J Trägheitsmoment des Federquerschnittes für die waagerechte Schwereachse (β_1),
 l die Länge der Feder (β_1)

ist. Für die Temperatur t beträgt dann die Schwingungsdauer

$$T_t = T_{t=0} \left(1 - \frac{3\beta_1 - 2\beta_2 + \varepsilon}{2} t \right) \dots \dots \dots (23)$$

Die Forderung für Kompensation der linearen Glieder in t lautet

$$3\beta_1 - 2\beta_2 + \varepsilon = 0 \quad \text{und für} \quad \beta_1 = \beta_2 = \beta: \varepsilon + \beta = 0 \quad (24)$$

c) *Durchbiegung eines Stabes*. Eine einseitig eingespannte Rechteckfeder hat die Durchbiegung f unter der Last P

$$f = \frac{4P \cdot l^3}{b \cdot h^3} \cdot \frac{1}{E} \dots \dots \dots (25)$$

wenn h die Dicke (β) der Feder und b deren Breite (β) ist. Für die Temperatur t hat man

$$f_t = f_{t=0} (1 - (\beta + \varepsilon)) \dots \dots \dots (26)$$

mithin ist die Kompensationsbedingung

$$\beta + \varepsilon = 0 \dots \dots \dots (27)$$

Tabelle 2

Nr.	Methode	Scheinbarer Temperaturkoeffizient
a)	Stimmgabelschwingungen, Schwingungsdauer	$-(\varepsilon + \beta)$
b)	Chronometerunruhe	$-(\varepsilon + 3\beta_1 - 2\beta_2)/2$
c)	Durchbiegung eines Stabes	$-(\varepsilon + \beta)$
d)	Elastische Knickung	$+(\varepsilon + 2\beta)$
e)	Torsionsschwingungen, Schwingungsdauer	$-(\varepsilon' + 3\beta_1 - 2\beta_2)/2$
f)	Spiralfeder	$-(\varepsilon' + \beta)$

Will man für einen statischen Schweremesser oder ein Vertikalseismometer einen Nullpunkt haben, der weitgehend von der Temperatur unabhängig ist, so muß man entweder ε bzw. $\varepsilon' \approx 0$ und $\beta_i \approx 0$ für das betreffende Material voraussetzen oder eine solche Kombination von ε bzw. ε' und β_i wählen, daß der lineare Temperaturkoeffizient Null wird. Beide Wege sind gangbar.

Tabelle 3

Stoff	Linearer Ausdehnungs- koeffizient $\beta \cdot 10^5$	E kg/mm ²	Thermoelastische Koeffizienten	
			$\varepsilon \cdot 10^4$	$\varepsilon' \cdot 10^4$
Aluminium*)	2.4	6300—7500	— 20	— 25
Eisen, Stahl*)	1.2	18—20 000	— 2 . . . — 5	— 2 . . . — 5
Messing*)	1.9	8000—10 000	— 4	— 5
Quarzglas**)	0.04	7200	+ 1***)	
Indilatans Ni, Fe†)	0.1	14000	+ 2.4	
Elinvar Ni, Cr, Fe††)	0.6 . . . 0.65	18—19000	± 0.5	± 0.5
Nivarox 33% Ni, 67% †††)	1.6 . . . 1.7		± 0.2	
Fe + 36% Ni†)	0.16	14000	+ 7 (1)	
Fe + 36% Ni, 7% Cr†)	0.64	16000	+ 0.94	
Fe + 36% Ni, 9% Cr†)	0.71	17000	+ 0.39	W T 10
Fe + 35.6% Ni, 10.1% Cr	1.05	18 500	— 0.27	
Fe + 36% Ni, 12% Cr†)	0.88	18000	— 1.1	
Bleitonerdeboratsilikatglas §)	< 1	5470	< 0.01	

*) Siehe F. Kohlrausch: Lehrbuch der praktischen Physik.

**) Hütte.

***) E. A. Harrington: Journ. of Opt. Soc. America 18, 89 (1929). Some properties of a fused silica tuning fork.

†) Hensel: Untersuchungen über die Konstanz elektrisch erregter mechanischer Schwingungen. Dissertation Leipzig, 1928.

††) Y. Dammann: siehe S. 222 dieser Arbeit; A. Jacquerod u. H. Mügeli: Variation du premier module d'élasticité avec la temperature Acier-Palladium-Elinvar. Helvetica physica acta 1, 139—164 (1928).

†††) R. Straumann: Über Legierungen für Federn mit kleinem Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls, Heräus-Vakuumschmelze, S. 408—423 (1923—1933). Hanau 1933.

§) Landolt-Börnstein: Physikalisch-chemische Tabellen, Bd. I (1923).

Die thermoelastischen Koeffizienten der für den Bau von Apparaten gebräuchlichen Metalle sind meistens negativ und liegen in der Größenordnung von 10^{-4} , d. h. sie sind wesentlich größer als die zugehörigen Längenausdehnungskoeffizienten, wie die Tabelle 3 zeigt.

Die Werte von Aluminium für ϵ und ϵ' betragen sogar einige Einheiten von 10^{-3} . Will man kleine negative Werte von ϵ bzw. ϵ' haben, so stehen nur einige Nichteisenlegierungen zur Verfügung. Von den Nichteisenlegierungen ist bereits bekannt, daß bei 36 % Nickelgehalt der Wärmeausdehnungskoeffizient β sehr gering ist. In Fig. 11 ist der thermoelastische Koeffizient ϵ für Nichteisen in Abhängigkeit von Nickelgehalt mit und ohne Chromzusatz wiedergegeben*). Die einzelnen Werte sind für besonders bezeichnete Legierungen auch aus der Tabelle 3 zu ersehen. Man sieht, daß man durch Veränderung des

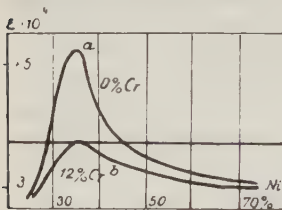


Fig. 11
Thermoelastischer Koeffizient
bei Nichteisenlegierungen

Nickelgehaltes bei 29,5 und 45 % Ni den thermoelastischen Koeffizienten Null erhalten kann. Um jedoch eine Zusammensetzung zu besitzen, die nicht so stark wie die Kurve *a* in Fig. 11 von dem Ni-Gehalt abhängt, wird ein Gehalt von 10 bis 12 % Cr zulegiert und man erhält so prinzipiell die handelsüblichen Legierungen Elinvar bzw. WT 10; etwas abweichend davon ist die Legierung Nivarox**) aufgebaut. Man ist durch die meistens für Zeitmeßgeräte (Chronometer, Stimmgabel) verwandten Legierungen in der Lage, den Temperaturkoeffizient eines statischen Schweremessers in der Größenordnung von 10^{-5} vorauszuberechnen und es läßt sich dann immer eine zusätzliche Kompensation mit einem anderen Material (Al, Fe-Legierungen, Rost) so anbringen, daß für 1° ein linearer Temperaturkoeffizient in der Größenordnung von 10^{-6} möglich ist, da man z. B. Spiralfedern herstellen kann, die sich bei der Erwärmung verkürzen (Indilatans) oder längen. Wesentliche Erfahrungen setzt jedoch ein schnelles künstliches Altern und damit die systematische Beherrschung der elastischen Konstanz voraus.

Jena, Reichsanstalt für Erdbettenforschung, Juli 1935.

*) Y. Dammann, nach P. Chevenard, siehe S. 222 dieser Arbeit; vgl. auch Nickelhandbuch: Nickel—Eisen, Nickel-Informationen-Büro Frankfurt a. M.

**) Straumann: siehe S. 233 dieser Arbeit.

Die neuen Schweremessungen auf dem Meere und ihre Deutung (Schwere-Expeditionen 1923 bis 1932)

Nach F. A. Vening Meinesz, J. H. F. Umbgrove und Ph. H. Kuenen*)

Bericht von **E. Tams**, Hamburg — (Mit 6 Abbildungen)

In dem hier angezeigten zweibändigen, von der Niederländischen Geodätischen Kommission herausgegebenen reich ausgestatteten Werk handelt es sich 1. um eine ausführliche Darstellung von sieben Schwere-Expeditionen, welche von Vening Meinesz nach seiner Mehrpendelmethode in holländischen Unterseebooten von Holland nach Alexandrien, sowie nach Java über Suez und über Panama und schließlich in Niederländisch-Ostindien und im nördlichen Atlantik ausgeführt worden sind; und 2. um eine eingehende theoretische wie tatsächliche geophysikalische und für Ostindien auch geologische und morphologische Erörterung der Beobachtungsergebnisse. Die Resultate zweier Expeditionen mit Unterseebooten der USA. in den westindischen Gewässern werden dabei kurz mitberücksichtigt.

Schon aus den vorstehenden Zeilen dürfte zu ersehen sein, daß eine für Geophysik und Geologie außerordentlich wichtige Veröffentlichung vorliegt. Die Diskussion dieses umfangreichen jüngsten und gegenüber den Messungen in der Vergangenheit erheblich präziseren Materials von Schweredaten eröffnet namentlich in geodynamischer Hinsicht ganz neue weittragende Ausblicke. Vom geophysikalischen Standpunkt aus sei indessen sogleich hervorgehoben, daß das allgemeine Ergebnis der Heckerschen Schwereuntersuchungen auf dem Meere im Prinzip unangefochten bleibt, insofern auch nach der neuen marinen gravimetrischen Vermessung eine Isostasie der Kruste sowohl in ihren kontinentalen wie in ihren suboceanischen Teilen als im großen und ganzen vorhanden angenommen werden muß und die Frage jetzt nur lautet, in welchem Maße und nach welcher Richtung regional Abweichungen von einer Gleichgewichtslage in der Massenordnung auftreten.

Der *erste Band* bringt eine genaue Beschreibung der sechs Expeditionen der Jahre 1923 bis 1930 nach der mehr technischen und rechnerischen Seite hin. Hier findet sich eine eingehende Darlegung der fortschreitend verbesserten instrumentellen Hilfsmittel, der zahlenmäßigen Verarbeitung der gemessenen Daten bis zur Reduktion auf Meeresniveau und der Ableitung der mittleren Fehler der verschiedenen zu berücksichtigenden Faktoren (wie Pendelperiode, Temperatur-

*) Gravity Expeditions at Sea, 1923—1930. Vol. I. The Expeditions, the Computations and the Results (Public. of the Netherlands Geodetic Commission, Delft 1932, 109 S., 8 Tafeln mit Abbildungen u. 2 Karten) und Gravity Expeditions at Sea, 1923—1932. Vol. II. Report of the Gravity Expedition in the Atlantic of 1932 and the Interpretation of the Results (Ebenda, Delft 1934, 208 S., 53 Figuren u. 6 Tafeln bzw. Karten, nebst Tabellen für die isostatischen Reduktionen).

korrektur, Chronometerkorrektur) im einzelnen wie auch der für den Meeresspiegel geltenden Schwerewerte im ganzen. Zahlreiche photographische Abbildungen der benutzten Apparaturen wie der gewonnenen Registrierungen und zwei Kartenübersichten mit Angabe der einzelnen Schwerestationen auf den durchfahrenen Strecken liefern eine erwünschte Erläuterung zu dem Text.

Der zweite Band enthält eine entsprechende Beschreibung der nordatlantischen Expedition von 1932, die sämtlichen durchgeführten Reduktionen und dann vor allem in ausführlicher Behandlung die aus der Gesamtheit der Daten zu ziehenden geophysikalisch-geologischen Schlußfolgerungen. Kapitel I dieses zweiten Bandes mit seinen theoretischen Betrachtungen über die Deutung von Schwereanomalien und über deren Anwendung auf das Problem der Erdgestalt und der Konstitution der äußeren Erdschalen, ferner Kapitel III, welches sich mit den Reduktionen befaßt, und endlich Kapitel IV bis IX mit der regional geordneten Besprechung der Ergebnisse, wobei der Hauptanteil auf den gravimetrisch, geologisch und morphologisch besonders gut durchforschten ostindischen Inselarchipel entfällt, dürfte unseres Erachtens im Vordergrund des Interesses stehen.

Als Normalformel der Schwerkraft, welche g in Abhängigkeit von der geographischen Breite für eine theoretische rotierende Erde gibt, deren Massen sich in vollständigem Gleichgewicht befinden und die weder oberhalb noch unterhalb ihrer geoidalen Oberfläche Massenunregelmäßigkeiten aufweist, wurde die auf der Stockholmer Tagung der internationalen geodätischen und geophysikalischen Union im Jahre 1930 allgemein angenommene Formel von Cassini

$$\gamma_0 [\text{gal}] = 978.049 (1 + 0.0052884 \sin^2 \varphi - 0.0000059 \sin^2 2 \varphi)$$

zugrunde gelegt. Das Geoid dieser theoretischen Erde weicht nur unerheblich von der Oberfläche des Hayfordschen Referenzellipsoids ab, welches einen Äquatorialradius von 6378.388 km und eine Abplattung 1 : 297 besitzt. Die Unterschiede dieser Formel gegenüber der Helmertschen von 1915 unter Fortlassung des Längengliedes

$$\gamma_0 [\text{gal}] = 978.052 (1 + 0.005285 \sin^2 \varphi - 0.000007 \sin^2 2 \varphi)$$

(mittlere Abplattung 1 : 296.7) wie gegenüber der Heiskanenschen von 1928 ohne Längenglied

$$\gamma_0 [\text{gal}] = 978.049 (1 + 0.005289 \sin^2 \varphi - 0.000007 \sin^2 2 \varphi)$$

(Abplattung 1 : 297.0) sind übrigens nicht beträchtlich. Der übereinstimmende Zahlenfaktor von $\sin^2 2 \varphi$ in den beiden letzten Formeln geht bekanntlich noch auf Annahmen von Wiechert und Darwin zurück. Eine genaue Erforschung des wirklichen Geoids aus Schwerkraftbeobachtungen erfordert die Anwendung des Theorems von Stokes, welches die strenge Formulierung der Beziehungen zwischen Schwerkraft und Abstand der Oberfläche des Referenzkörpers von der des Geoids liefert und somit bei fortschreitender gravimetrischer Vermessung der Erde, insbesondere auch der Meere, das Problem der Erdgestalt in erster Linie einer voll-

ständigen Lösung entgegenzuführen gestatten wird (siehe auch die Bemerkungen am Schluß dieses Berichts).

Von den *allgemeinen theoretischen Betrachtungen* über den Charakter einzelner Arten von Reduktionen beobachteter Schwerewerte sowie über die einem gegebenen System von Schwereanomalien entsprechende räumliche Massenverteilung in der Erdkruste und deren physikalische Möglichkeit seien hier die Ausführungen über die Interpretation der isostatischen Anomalien und über die Bedeutung einer lateralen Kompression der Rinde wie auch von Unterströmungen für das Zustandekommen bestimmter regionaler Abweichungen vom normalen Schwerkraftfeld hervor-gehoben. Obwohl im einzelnen die Art der Kompensation der äußeren Massen-unregelmäßigkeiten vielfach verschieden sein wird, muß man aus praktischen Gründen für die ganze Erde einheitliche Methoden bei der Durchführung der isostatischen Reduktion anwenden. Dies ist bei der Diskussion der übrigbleibenden Anomalien wohl zu bedenken. Doch kann bei einem hinreichend großen Gebiet der Betrag der Anomalie, der von der vorausgesetzten Anordnung der kompensierenden Massen herrührt, nicht erheblich sein; denn es läßt sich zeigen, daß die mittlere Anomalie in einem Gebiet, welches groß ist im Vergleich zur Mächtigkeit der anomalierenden Massen, aber nicht mehr als etwa 5000 km im Durchmesser hält, praktisch allein von dem Totalbetrag dieser Massen, dividiert durch das Gebiets-areal, und nicht von ihrer Verteilung abhängt. Als Reduktionsverfahren kommen in Frage das Verfahren von Hayford-Bowie, welches auf der Isostasiehypothese von Pratt fußt und bis zur Ausgleichtiefe eine gleichmäßige und lokale Kom-pensation annimmt, ferner das Verfahren von Heiskanen, welches von der Hypothese von Airy und ebenfalls lokaler Kompensation ausgeht, und schließlich das Verfahren von Vening Meinesz selbst, bei dem als Isostasiehypothese eine Hypothese der Krusteneinbiegung und außerdem die Annahme regionalen Aus-gleichs des Oberflächenreliefs zugrunde liegt. Im allgemeinen wird der in der Tat wohl in erster Linie zutreffende Standpunkt einer regionalen Kompensation ein-genommen.

Eingehende theoretische Erwägungen über die Auswirkungen einer lateralen Kompression der Kruste wie auch von Konvektionsströmen in ihrem Substratum auf das Schwerefeld an der Oberfläche führen zu dem Ergebnis, daß namentlich die Annahme subkrustaler Strömungen vielfach geeignet ist, das Auftreten ausge-dehnter starker Anomaliefelder zu erklären, daß indessen auch tangentielle Zu-sammendrückung der Rinde merkliche Schwereabweichungen hervorzurufen ver-mag, und daß Störungen des isostatischen Gleichgewichts durch Vorgänge wie Denudation und Sedimentation, Eisbedeckung, magmatische Differentiation allein dann in Frage kommen dürften, und dann im allgemeinen auch nur bei weniger ausgedehnten Anomaliefeldern, wenn sie noch gegenwärtig andauern oder doch rezenten Alters sind. Die Verzögerung, mit der sich das Gleichgewicht wieder einstellt, ist bei diesen Prozessen vergleichsweise gering. Im Fall einer Rinden-kompression durch einseitigen Druck ergibt sich bei einer Rindenmächtigkeit von 30 km und einem Druck von 10000 kg/qcm eine Anomalie von 20 mgal; wirkt ein

solcher Druck allseitig, so verdoppelt sich dieser Anomaliebetrag. Bezüglich des Zusammenhangs von Schwereanomalien und Konvektionsströmen sei darauf hingewiesen, daß positive Anomalien mit abwärts gerichteten Strömen verbunden sind, und daß sich größenordnungsnäßig für ein Anomaliefeld von 40 mgal im Zentrum eine Strömungsgeschwindigkeit von 1 cm im Jahr ergibt, wenn der Durchmesser der Strömung zu 1200 km angenommen und die Mächtigkeit der Konvektionsschicht auf den gleichen Betrag (die Dicke des Steinmantels der Erde) geschätzt wird.

Die *Frage der isostatischen Reduktion der Beobachtungen* wird sehr ausführlich behandelt. Man gewinnt hier einen besonderen Eindruck von der außerordentlichen Sorgfalt, welche auf die endgültige Zubereitung der gemessenen Schweredaten für die geophysikalisch-geologische Diskussion verwandt wurde. Die Reduktionen fußen auf der Zoneneinteilung, der Erde nach Hayford-Bowie (Zonen A bis O und 18 bis 1). Die Reduktionsanteile dieser einzelnen Zonen auf Grund der Hayford-Bowieschen Methode (lokale und bis zur Ausgleichstiefe von 113.7 km gleichmäßige Kompensation) sind in einem Tabellenanhang für jede der insgesamt 486 Stationen mitgeteilt, und zwar für die Zonen A bis O, d. h. bis zu einer Stationsentfernung von 166.7 km, getrennt nach dem Effekt der Topographie und dem der Kompensation, für die übrigen Zonen zusammengefaßt nach beiden Effekten. Eine besondere in den Text eingefügte Liste gibt dann eine Übersicht über die geographische Position der Stationen mit der zugehörigen Meerestiefe, die anzubringenden Korrekturen nach der Hayford-Bowie-, der Heiskanen- und der Vening Meinesz-Methode sowie die hiernach mit Bezug auf die Cassinischen Normalwerte der Schwerkraft übrigbleibenden Freiluft-, die modifizierten Bouguer- und die isostatischen Hayford-Bowie-, Heiskanen- und Vening Meinesz-Anomalien. Als mittlere Dichte der Erdrinde bzw. des Meerwassers wurde 2.67 bzw. 1.03 in Rechnung gesetzt. Die Heiskanen-Anomalien wurden für eine dem Meeresniveau entsprechende Krustendicke von 40 km und eine Dichte des Substrats von 3.27, die also um 0.6 größer ist als die Dichte der Kruste, ermittelt. Den Vening Meinesz-Anomalien lag die Annahme einer elastisch deformierbaren Rinde von 25 km Mächtigkeit zugrunde. Unter den modifizierten Bouguer-Anomalien sind Anomalien verstanden, bei denen nur für die Zonen 18 bis 1 der topographische Effekt und der Effekt der Kompensation, also der totale isostatische Effekt (und zwar bei Annahme regionaler Kompensation), dagegen für die inneren Zonen A bis O allein der topographische Effekt als Korrektur berücksichtigt wurde. Der mittlere Fehler der eigentlichen auf Meeresniveau reduzierten Schwerkraftbestimmungen selber beträgt bei 409 Stationen 2 bis 3, bei 73 Stationen 5 bis 8 und nur bei den übrigen 4 Stationen 10 bis 15 mgal.

Der *geophysikalisch-geologischen Deutung der Schwereanomalien* in den durchforschten Regionen geht zunächst eine zusammenfassende Beschreibung der einzelnen Schwerfelder voraus. Zur Unterstützung dienen dabei je eine bathymetrische Karte der Erde (1 : 30 Millionen) und Ostindiens (1 : 5 Millionen), eine

gravimetrisch-geologische Karte von Ostindien (1 : 10 Millionen) und zahlreiche Schwereprofile, welche in sehr anschaulicher Weise die Verknüpfung der berechneten drei isostatischen Anomalien mit den Hauptzügen des Reliefs zur Darstellung bringen.

Zunächst mag noch wieder auf die schon eingangs hervorgehobene Tatsache hingewiesen werden, daß auch nach dem jetzt vorliegenden exakteren Beobachtungsmaterial die Massenordnung in der Erdkruste im großen und ganzen den Verhältnissen des isostatischen Gleichgewichts entspricht. Bezüglich der Abweichungen von einem isostatischen Kraftfeld, also des Auftretens von Schwereanomalien, zeigen sich nun zwei allgemeine Gesetzmäßigkeiten: 1. Die positiven Anomalien haben die Tendenz, in ausgedehnten Arealen aufzutreten, während die negativen Anomalien sich vorzugsweise in schmalen, gekrümmten Streifen angeordnet finden. 2. Durchweg wachsen die Anomalien im algebraischen Sinne, wenn man von geringeren zu größeren Tiefen übergeht.

Sehen wir erst einmal von der Region des ostindischen Inselarchipels ab und nehmen die Ausführungen des neunten (Schluß-) Kapitels hier gleich hinzu, so sei hinsichtlich des atlantischen und pazifischen Gebietes auf das Folgende aufmerksam gemacht. Die für einen großen Teil des *Atlantik* charakteristischen positiven Schwerestörungen (im Mittel der regionalen Anomalien + 28 mgal) werden zur Hauptsache auf einen absteigenden subkrustalen Konvektionsstrom und nicht so sehr auf eine laterale Kompression der Kruste zurückgeführt. Bei Zusammendrückung in einer Richtung und 30 km Rindenmächtigkeit würde ein Schwereüberschuß von 30 mgal immerhin den sehr hohen Druck von 15000 kg/qcm erfordern. Doch ist mittelbar auch mit der absteigenden Strömung, da sie durch seitliche horizontal gerichtete Strömungen genährt werden muß, eine Zusammenschiebung der überlagernden Kruste verbunden und daher auch Kompression eine Teilursache der positiven Anomalie. Die relativ sehr erdbebenreiche mittelatlantische Schwelle wird so als ein noch in Entwicklung begriffenes tektonisches Gebilde einer seitlichen Druckwirkung aufgefaßt. Entgegen der Vorstellung von Alfred Wegener wäre dann aber gegenwärtig mit einer Verringerung des Abstandes der beiderseitigen atlantischen Ränder zu rechnen. Auch dürfte der atlantische Meeresboden noch durchaus teilhaben an der starren Kruste und nicht schon das Substratum zutage treten lassen. Auf der atlantischen Schwelle sind nördlich und südlich der Azoren Anzeichen von Streifen geringerer Anomalien vorhanden, was auf Störungen im Krustenaufbau hier schließen läßt, die ähnlicher Art sein werden, wie sie in allerdings weit bedeutenderem Ausmaß, auch entsprechend der größeren Intensität der Erdbeben, in Ostindien als wahrscheinlich gelten.

Westindien, das gravimetrisch hauptsächlich von zwei amerikanischen Expeditionen vermessen wurde, wird nur kurz berührt. Es zeigen sich hier besonders große Ähnlichkeiten mit den ostindischen Verhältnissen, indem an der Außenseite des Archipels, namentlich nördlich von Portorico, im Zuge der dort befindlichen Tiefseerinne und einer noch weiter hin sich erstreckenden Zone reger tektonischer

Aktivität, auch ein Streifen ausgesprochen negativer Anomalien vorhanden ist. Ein Profil über der Portorico-Rinne lieferte — 171 mgal regionale Anomalie. Auch hier dürfte es sich um eine große abwärts in die Tiefe gerichtete Einfaltung der Erdrinde handeln (siehe später). Etwas Entsprechendes, obschon wie auf dem mittelatlantischen Rücken bei den Azoren in abgeschwächtem Maße, liegt möglicherweise ebenfalls im *Pazifik* längs der amerikanischen Küste zwischen Panama und San Franzisko vor.

In Übereinstimmung mit der Erdbebenarmut des zentralen *Pazifik* und seiner vermutlich recht gleichförmigen Bodengestaltung wird die auffallende Regelmäßigkeit des Schwerefeldes zwischen San Franzisko und den Sandwich-Inseln (die Anomalien liegen auf der ersten Hälfte der Strecke nahe bei Null und steigen auf der zweiten Hälfte auch nur zu geringen positiven Werten an) bei Annahme des Vorhandenseins einer starren Rinde über dem Substratum, wie dies auch der vom Referenten vertretenen Ansicht entspricht, mit der Abwesenheit tektonischer Aktivität erklärt. Auch weiterhin (zwischen den Sandwich- und den Marianen-Inseln) findet sich eine solche Regelmäßigkeit des Schwerefeldes. Im Mittel beträgt die regionale Anomalie von halbwegs zwischen San Franzisko und Honolulu bis zu Zweidrittel des Weges von Honolulu nach Guam nur + 16 mgal. Diese nicht bedeutende, aber räumlich sehr ausgedehnte positive Abweichung wird primär wie beim Atlantik auf einen absteigenden Konvektionsstrom im Substratum zurückgeführt, mit dem dann freilich sekundär auch wieder eine gewisse Kompression der Kruste verknüpft zu denken ist. Zwischen Marianen und Philippinen dagegen weist das Schwerefeld auf eine erhebliche Wirksamkeit tektonischer Prozesse hin; wir befinden uns hier in der Tat nicht mehr in einer rein ozeanischen Region, sondern in der großen den asiatischen und australischen Kontinent umgebenden geodynamischen Störungszone. Verhältnismäßig starke Unregelmäßigkeiten in der Schwerkraftverteilung treten, wie zu erwarten, bei den Sandwich-Inseln selber (Fig. 1 auf S. 241) und bei den Inseln Guam (Fig. 2) und Yap auf. Bei den beiden letztgenannten Inseln zeigt sich eine besonders enge Verbundenheit mit den ihnen angelagerten beiden Tiefseerinnen. Bezüglich des Sandwich-Archipels, mit dem übrigens bei Oahu und Hawaii ebenfalls eine wenn auch ziemlich breite und weniger tiefe Einsenkung des Meeresbodens vergesellschaftet ist, wird es für wahrscheinlich gehalten, daß es sich um vulkanische Massen handelt, die einer ungebrochenen, aber unter ihnen eingebogenen Kruste aufliegen.

Eine Deutung der gravimetrischen Verhältnisse des *Indik* und des *Europäischen Mittelmeeres* ist noch der Zukunft vorzubehalten, wenn von diesen Gebieten mehr Daten als bisher vorliegen. Das auffallend hohe Mittel von + 56 mgal regionale Anomalie für das *Rote Meer* weist möglicherweise auf das Vorhandensein eines absteigenden Konvektionsstromes in seinem Substratum hin. Und die negativen Anomalien über dem Nildelta (bis zu — 27 mgal regionale Anomalie) scheinen in Übereinstimmung mit einer früher gemachten Bemerkung anzuzeigen, daß eine zeitliche Verzögerung in der Wiederherstellung der durch den Sedimentationsprozeß gestörten Isostasie tatsächlich kaum bestehen dürfte.

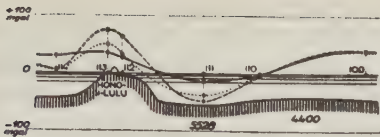


Fig. 1
Schwereprofil über die Sandwich-Inseln

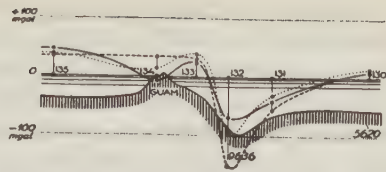


Fig. 2. Schwereprofil über die Guam-Rinne
(Nero-Tiefe)

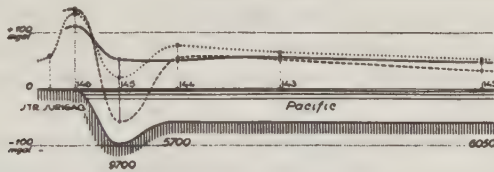


Fig. 3. Schwereprofil über die Philippinen-Rinne
(Mindanao-Tiefe)

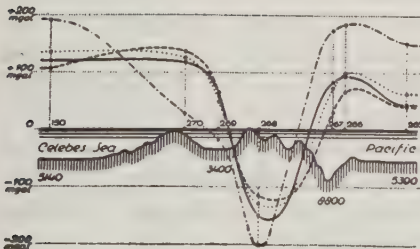


Fig. 4
Schwereprofil bei den Talaut-Inseln

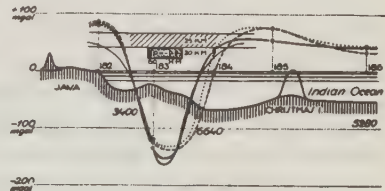


Fig. 5. Schwereprofil von Java nach der Christmas-Insel

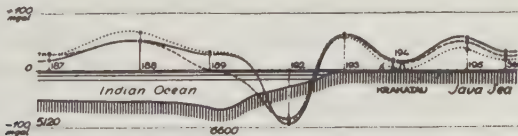


Fig. 6. Schwereprofil vom Indischen Ozean über die Sundastraße nach der Java-See

Fig. 1 bis 6

- Hayford-Bowie isostatische Anomalien,
 ----- Heiskanen isostatische Anomalien,
 _____ Vening Meinesz (regionale) isostatische Anomalien,
 .-.-.-.-.- Modifizierte Bouguer-Anomalien (Fig. 4)

Maßstab in der Horizontalen 1 : 13 Millionen

" " " Vertikalen 1 : 1.3 Million

Wenden wir uns nunmehr der *Region des ostindischen Archipels* zu, so möchten wir zunächst hervorheben, daß die meisten der bisher schon berührten geophysikalisch-geologischen Probleme erst von hier aus ihre eigentliche tiefer dringende Beleuchtung und die für sie gegebenen wahrscheinlichen Lösungen ihre genauere reale Begründung erhalten. Der gesamte gravimetrisch-tektonische Sachverhalt erfährt nach der geophysikalischen, geologischen und morphologischen Seite auf Grund der für dieses Gebiet vorliegenden besonders reichhaltigen einschlägigen Untersuchungen eine außerordentlich eingehende und zugleich auch klare Behandlung. Es erscheint dem Referenten nicht zweifelhaft, daß gerade die Ausführungen der hierhergehörigen Kapitel V bis VIII in hohem Maße befruchtend auf die Fortentwicklung der Ansichten wirken werden, die wir von den das gegenwärtige Antlitz unserer Erde schaffenden endogenen Vorgängen haben.

Die Überleitung zu diesen Kapiteln wird durch den letzten Paragraphen (§ 6) von Kapitel IV gegeben, wo das gravimetrische Feld von Ostindien zunächst kurz beschrieben ist. Die Beschreibung stützt sich auf die Schweredaten von 281 Stationen, unter denen allerdings keine Landstationen, sondern nur einige Hafenstationen sind. Im Mittel sämtlicher Werte ergibt sich, daß das in Rede stehende Gebiet mit rund 4500 km Ausdehnung in ostwestlicher und rund 2000 km Ausdehnung in nordsüdlicher Richtung eine regionale Anomalie von + 20 mgal aufweist; es befindet sich also auch als Ganzes genommen nicht im Gleichgewicht. Daß im einzelnen größere Gegensätze vorliegen, geht aus den beiden Mittelwerten der positiven und der negativen regionalen Anomalien für sich hervor, nämlich + 44 mgal und — 57 mgal, besonders aber aus den beiden maximalen Störungen zwischen Celebes und Halmaheira in nur 180 km Abstand voneinander im Betrage von + 142 mgal und — 205 mgal bei regionaler Reduktion.

Das *Hauptcharakteristikum* besteht nun aber darin, daß die starken negativen Anomalien in einem schmalen bogenförmigen Streifen angeordnet sind, welcher sich längs der ganzen Außenseite des Archipels erstreckt, von der Nordwestspitze Sumatras angefangen über die Mentawai-Inseln, zwischen Java und der Christmas-Insel hindurch nach Timor und weiter im Bogen um die Banda-See nach Ceram, um schließlich nach einer kleinen Unterbrechung nach Norden umzuschwenken und zwischen Celebes und Halmaheira hindurch über die Talaut-Inseln in die Philippinen-Rinne hineinzustreben. Der Verlauf dieser bedeutsamen Zone zeigt sich sehr anschaulich auf der bereits früher erwähnten großen farbigen Karte im Maßstab 1 : 10 Millionen, ihr Charakter sehr deutlich in den veröffentlichten 21 gravimetrisch-topographischen Profilen, die möglichst quer zu ihr genommen und von denen hier vier wiedergegeben sind (Fig. 3 bis 6 auf S. 241). Wichtig für das Verständnis dieser auffallenden Zone ist die Tatsache, daß die tiefen submarinen Einsenkungen zur Hauptsache außerhalb von ihr liegen und sie sich zugleich als hervorragend seismisch aktiv erweist, wie sie auch unabweisbare Beziehungen zum Vulkanismus des Archipels erkennen läßt. Vulkanreihen treten hier nämlich vorzugsweise an der Innenseite von Krümmungsstellen auf.

Felder positiver Anomalien dehnen sich aus über die flache Java-See (im Mittel + 32 mgal regionale Anomalie) und über den nordöstlichen Randbezirk des Indik außerhalb des Streifens negativer Anomalien (bis zu + 63 mgal), dann aber auch über die tiefen Einsenkungsbecken der Banda-See (im Süden im Mittel + 80 mgal), der südlichen Molukken-See (Mittel + 123 mgal) und der Celebes-See (Mittel + 78 mgal) mit der Makassar-Straße.

Die *Erklärung der Schwereanomalien*, deren Realität sowohl an sich wie auch in der vorliegenden geographischen Anordnung bei ihrer theoretisch wie praktisch sehr durchdachten und sicher fundierten Ableitung durch ein etwaiges Anzweifeln der Stichhaltigkeit der angewandten Reduktionsmethoden nicht ernstlich mehr in Frage gestellt werden kann, wurde einerseits durch eine recht genaue Kenntnis der Topographie des Meeresbodens auf Grund der mehr als 33000 von Kuenen diskutierten Tiefenlotungen während der „Willebrord Snellius“-Expedition 1929/30 und andererseits durch eine eingehende geologische Studie des Tertiärs hier von Umbgrove gefördert. Es wird in sorgfältiger Diskussion dargelegt, daß der Streifen negativer Anomalien wohl nur auf eine irgendwie verursachte laterale Kompression dieses Gebietes zurückgeführt werden könne. Hierdurch sei das leichtere Krustenmaterial vor allem als ein großer Buckel nach unten in das Substratum hineingedrängt worden, so daß das schwerere Tiefenmaterial aus dieser Zone weichen mußte. Das bereits erwähnte Vorhandensein eines mittleren Schwereüberschusses von + 20 mgal für die gesamte Region stimmt mit der Annahme eines Zusammenschubs gut überein. Eine Aufwärtsfaltung fehlt auch nicht, wie das Relief des Streifens zeigt; doch tritt sie gegenüber der Tiefenfaltung durchaus zurück. In der Tat muß sich eine Protuberanz nach unten viel leichter bilden als nach oben, wenn sich der Vorgang nur genügend langsam abspielt, da dann der Widerstand des viskosen Substratums gering ist. Außerdem tritt bei der Tiefenprotuberanz Material von einer Dichte 2.7 an Stelle eines um nur etwa 0.6 dichteren Materials, während bei der Faltung nach oben die Dichte 2.7 voll zur Geltung kommt. Natürlich hat eine so entstandene Zone starker negativer Anomalien eine Tendenz zur Hebung, damit das gestörte Gleichgewicht wieder hergestellt werde. Doch wird eine Hebung erst dann einsetzen können, wenn der seitliche Druck nachläßt, was augenscheinlich in Ostindien noch nicht der Fall ist, während z. B. die Alpen dieses letzte Stadium der Gebirgsbildung mit nahezu wiedergewonnenem Gleichgewichtszustand erreicht haben.

Diese ganze Auffassung wird nun sehr durch die *geologische Feststellung* gestützt, daß im ostindischen Archipel außer der in Rede stehenden bogenförmigen Zone kein anderer Teil während des Tertiärs durch Faltung und Überschiebung eine beachtenswerte Krustenverkürzung aufzuweisen hat. Auch streichen die Falten in der Zone im allgemeinen parallel zu letzterer. In größerem Rahmen gesehen wird diese Zone als Verbindungsstück zwischen den himalayanischen Gebirgsketten und den ostasiatischen Randgirlanden aufgefaßt. Neu-Guinea würde hiernach in keinem Zusammenhang mit dem zentralasiatischen Gebirgsgürtel stehen. Da ferner bei der stattgehabten Kompression der Boden des Indik süd-

westlich von Sumatra und südlich von Java in nicht geringerem Maße als Widerlager gewirkt hat wie der australische Kontinent, so muß hierin, wenigstens für diese Region, ein Argument gegen die Wegenersche Hypothese des Treibens der Kontinente in der subozeanischen Unterlage gesehen werden.

In dem einen im Text wiedergegebenen Profil von Java nach der Christmas-Insel (Fig. 5) ist schematisch auch die störende Masse eingezeichnet, welche etwa die hier festgestellte negative Anomalie hervorzurufen imstande ist. Die Rechnung führt bei einer Dichtedifferenz von 0.6 auf eine Wurzel von 20 km Tiefe und 60 km Breite, was bei einer Rindenmächtigkeit von 25 km einer Rindenverkürzung von rund 50 km entsprechen würde. Für andere (unsymmetrische) Profile leiten sich natürlich anders gestaltete Massenstörungen ab.

Der bereits erwähnte Umstand, daß in dem Archipel *die Vulkane* im allgemeinen reihenweise auf der konkaven Seite von gekrümmten Strecken des Anomalienstreifens auftreten, kann darin seine Erklärung finden, daß an solchen Biegungsstellen mit dem Zusammenschub der Schichten von der Innenseite her Dehnungsspannungen parallel zum Streifen verbunden sein werden, die dann ein Aufsteigen des Magmas hier begünstigen müssen.

Eine Untersuchung der Frage, ob die auf Grund der Verhältnisse in Ostindien aufgestellte Einbiegungshypothese (buckling-hypothesis) auch in *Anwendung auf andere Erdregionen* Gültigkeit beanspruchen kann, kommt zu einem positiven Resultat. Das trifft z. B., wie früher schon bemerkt, für Westindien zu; desgleichen scheint nach den Ergebnissen einer italienischen Schwereexpedition Ähnliches in Süditalien (Golf von Tarent) vorzuliegen. Eine Prüfung der anderen Frage, zu welchen weiteren Konsequenzen die genannte Hypothese betreffs der verschiedenen Stadien der Gebirgsbildung führt, verstärkt ebenfalls die Überzeugung von ihrer Brauchbarkeit. Es kann hier nur angedeutet werden, daß z. B. eine Hebung des tektonisch bearbeiteten Gebietes zu einem späteren Zeitpunkt aus isostatischen und thermischen Gründen gefordert werden muß und daß auch der vielfach festgestellte bogenförmige Verlauf der Kettengebirge ungezwungen zu erklären ist. Was insbesondere das letztere betrifft, so ist nämlich zu bedenken, daß die den Hauptvorgang ausmachende Einbiegung der Kruste nach innen infolge der Erdkrümmung einen größeren Widerstand zu überwinden hätte, wenn sich die erzeugte Tiefenprotuberanz geradlinig erstreckte, als wenn sie in einem Bogen läuft. Zudem läßt sich auch in manchen Einzelzügen eine Verwandtschaft der Entstehungsgeschichte des ostindischen Archipels mit derjenigen der Alpen aufzeigen, wenn man dabei berücksichtigt, daß die Alpen das Archipelstadium natürlich seit langem durchschritten haben. So wenig nach Ansicht von Vening Meinesz die Kontraktionshypothese als letzte Erklärung der Vorgänge in Ostindien überall befriedigt, da es sich hier um Bewegungen in nur einer oder zwei Richtungen handelt, und in dieser Beziehung die Annahme von Konvektionsströmen im Substratum geringere Schwierigkeiten bereitet, so dürfte indessen mit letzterer Annahme allein die Lösung auch nicht völlig gegeben sein, da geologischerseits eine Periodizität der Bewegungen erkannt worden ist. Wesentlich auf lateraler Kompression ohne Mit-

wirkung von Unterströmungen wird der allgemeine mittlere Schwereüberschuß der ganzen Region von 20 mgal und das positive Anomalienfeld der Java-See (32 mgal) beruhen. Wenn die Kompression nur in einer Richtung wirkt, könnte eine Anomalie von + 20 mgal bei einer Krustenmächtigkeit von 30 km durch einen Druck von 10000 kg/qcm erzeugt werden. Abwärts gerichtete Konvektionsströme kommen aber als Ursache für die starken positiven Anomaliefelder in den tiefen Senkungsbecken in Betracht. Dabei ist indessen zu beachten, daß diese Becken nicht früher, eher später als das Postmiozän, also jedenfalls später als die miozäne Faltung in der instabilen Hauptzone entstanden sind.

Ohne näher auf Einzelheiten eingehen zu können, sei nur wieder ausdrücklich die besondere Sorgfalt und Vorsicht, doch zugleich große Fruchtbarkeit der angestellten geophysikalisch-geologischen Diskussion dieses schwierigen Problems der jüngeren, zur Hauptsache neogenen Entwicklung des ostindischen Archipels hervorgehoben. Es tritt sowohl in den geophysikalischen Ausführungen von Vening Meinesz als auch in den geologischen von Umbgrove sehr deutlich das gegenseitige Aufeinanderangewiesensein beider Disziplinen heraus, wenn es um die Klärung tiefer liegender genetischer Fragen geht. Es zeigt sich aber auch, wie sehr sich die Ergebnisse beider Wissenschaften in diesem Gebiet bereits letzthin gegenseitig stützen.

Nachdem Umbgrove noch einen Überblick über die bisherigen Vorstellungen von der Entstehung des Archipels gegeben hat, bespricht dann Kuenen die *Beziehungen zwischen der submarinen Topographie und dem Schwerefeld* auf Grund einer neuen Tiefenkarte im Maßstab 1 : 5 Millionen, die auf rund 3000 Drahtlotungen und rund 30000 Echolotungen beruhen. In einer Systematik der hier vorkommenden unterseeischen Einsenkungen werden vier Gruppen unterschieden, von denen je zwei wieder zu zwei Haupttypen zusammengefaßt werden. Dem ersten Typ (U-förmige Becken mit ebenem horizontalem Boden und vergleichsweise steilen Rändern) ist z. B. in der ersten Gruppe die Celebes-See, in der zweiten Gruppe die Makassar-Straße zuzurechnen. Bei dem zweiten Typ handelt es sich um mehr längliche, in Reihen angeordnete Becken V-förmiger Gestalt. Dahin gehören in der dritten Gruppe z. B. die Weber-Tiefe (oder die Kei-Tiefe westlich der Kei-Inseln) und die Savoe-See und in der vierten Gruppe die eigentlichen Tiefseerinnen wie die Java-Rinne und die Timor-Rinne. Diese vier Gruppen, zwischen denen natürlich Übergänge bestehen, sind auch genetisch verschieden zu beurteilen, wie sie sich desgleichen gravimetrisch verschiedenartig äußern. Doch herrscht zwischen den morphologischen Formen und dem Schwerefeld nicht überall eine klare, eindeutige Beziehung, was gewiß hauptsächlich darauf beruhen dürfte, daß die Schwereanomalien Äußerungen tieferer Massenstörungen sind, während bei der Herausbildung der Topographie in Wechselwirkung mit diesen auch die oberen Schichten eine erhebliche Rolle spielen.

Was noch die Bedeutung *Australiens* für die jüngere erdgeschichtliche Entwicklung des Archipels betrifft, so kommt Kuenen in Übereinstimmung mit den Ansichten von Vening Meinesz und Umbgrove auch aus morphologischen Er-

wägungen zu dem Ergebnis, daß Australien nicht driftete, sondern zu Ostindien von vornherein ungefähr so lag wie gegenwärtig und letzthin zu Asien als in derselben Weise gehörig zu betrachten ist wie Vorderindien. Der für Ostindien so bezeichnende bogenförmige Streifen besonders lebhafter endogener Aktivität hatte vor seiner Entstehung ähnlich kontinentalen Charakter wie auch gegenwärtig wieder seine Fortsetzung nach Westen in Britisch-Nordindien. Auch der ostindische Anteil dieses großen orogenetischen Gürtels wird sich wohl in ferner Zukunft aus seinem jetzigen Archipelstadium von neuem zu einem vollkommeneren kontinentalen Stadium fortentwickeln.

Abschließend sei auf die Folgerungen aufmerksam gemacht, die Vening Meinesz am Ende seiner Ausführungen hinsichtlich der *Erdgestalt* zieht. Die neuen Schweredaten stützen nicht die Ansicht, daß der Äquator in der Weise elliptisch sei, wie es aus einigen neueren Schwereformeln abzuleiten ist. Namentlich stimmt damit nicht das Vorhandensein der mittleren positiven Anomalie von 20 mg in Ostindien überein; denn hier wie in Westindien, wo nach den bisher vorliegenden Beobachtungen im Durchschnitt auch ein Schwereüberschuß zu erwarten ist, müßten nach diesen Formeln die Anomalien negativ sein. Die im übrigen ja durchaus nicht regelmäßig über den Meeresboden verteilten schwächeren und stärkeren positiven Anomaliefelder werden auf besondere Störungsvorgänge in der Rinde, die, wie schon weiter oben behandelt, vor allem mit subkrustalen Konvektionsströmen zusammenhängen sollen, zurückgeführt; und dies gilt insbesondere auch bezüglich des atlantischen Feldes, dessen Lage an sich einigermaßen den Schwereformeln mit Längenglied entspricht. Sehr zu beachten ist gewiß der Hinweis, daß, obschon solche Formeln, vorbehaltlich weiterer Untersuchungen, rein rechnerisch genauer sein mögen als die Formeln ohne Längenglied, die Abweichungen von ihnen keinen Rückschluß auf Isostasiestörungen zulassen, da das nun als Bezugskörper gewählte dreiachsige Ellipsoid ja selbst keine Gleichgewichtsfigur mehr darstellt.

Eine mehr überschlägige Rechnung führt endlich zu dem Resultat, daß das Geoid im Gebiet des Atlantik bzw. des Pazifik um 100 m bzw. 50 m nach außen und dazwischen bis zu 40 bis 50 m nach innen von der Oberfläche eines Rotationsellipsoids abweichen dürfte. Das ist eine schöne Bestätigung einerseits für die älteren Helmertschen Rechnungen, nach denen diese Abweichungen ebenfalls nur wenige Zehner von Metern und kaum irgendwo 100 m erreichen, und andererseits für die Berechtigung der Grundannahme, daß in der Erdkruste im großen und ganzen Isostasie besteht. Diese Schlußbemerkungen werden nicht am wenigsten geeignet sein, die Bedeutung der hier referierten Untersuchungen hervortreten zu lassen.

Nächtliche Austauschströmungen in der bodennahen Luftschicht, hergeleitet durch stereophoto- grammetrisch vermessene Bahnen von Schwebeballonen

Von Friedrich Wilhelm Nitze — (Mit 11 Abbildungen und 7 Tafeln)

Es wird eine einfache Methode beschrieben, die Bahnen von beleuchteten Schwebeballons nachts stereophotogrammetrisch zu vermessen. Die Vorteile der kontinuierlichen photographischen Aufzeichnung der Ballonbahnen bieten die Möglichkeit, alle Feinheiten der Luftbewegungen zu erfassen. Die Anwendung der Methode befaßt sich mit den Luftbewegungen bei geringstem Gradientwind in der bodennahen Schicht (bis etwa 20 m Höhe). Dabei wurden selbständige, durch die Bodenbeschaffenheit (z. B. Hang) und die Austauschvorgänge bedingte Luftbewegungen vermessen.

A. Beschreibung der Ballonvermessung

Photographische Wolkenmessungen hat R. Süring eingehend bearbeitet*). Die Anwendungen der photographischen Methode auf die *Flugbahnen* von *Segelflugzeugen* sind in den Veröffentlichungen der Rhön-Rossitten-Gesellschaft von P. Raethjen beschrieben**). A. Büdel***) vermißt *Rauchfahnen* photographisch und erhält daraus Aufschlüsse über die Austauschverhältnisse und Bewegung kleiner Luftmassen in den unteren Luftschichten.

I. *Methode der Vermessung.* Bei den genannten Arbeiten mußten fortlaufend einzelne Momentbilder vom beweglichen Objekt (Wolken, Flugzeug, Rauch) gemacht werden, wobei die Bewegung des Objektes um so genauer erfaßt wurde, je mehr Bilder in der Zeiteinheit hergestellt wurden. Vorliegende Arbeit zeigt erstmalig eine Arbeitsweise, die gestattet, die Bewegung eines Objektes vollkommen kontinuierlich mittels nur einer photographischen Aufnahme bzw. einem Aufnahme-paar zu bestimmen und die Strömungsformen der Luftmassen direkt abzubilden: Es wurden bei Dunkelheit beleuchtete Schwebeballone mit zwei in bestimmtem Abstand aufgestellten Photoapparaten gleicher Brennweite und unter gleicher Aufnahmerichtung photographiert und stereophotogrammetrisch vermessen. Während der Zeitdauer einer Ballonbahn waren die Objektive der Photoapparate geöffnet, und die Bahn des fliegenden Ballons wurde auf beiden Photoplatten als Lichtspur abgebildet. Bei oberflächlicher Orientierung und Justierung der Aufnahmeapparate erhält man so ein Stereobild der Ballonbahn. In einer älteren Mitteilung des „Aeronautischen Observatoriums in Lindenberg“ wurde über eine solche Darstellung von Ballonbahnen von R. Becker kurz berichtet. Zur Auswertung der Stereobilder (bei der Lindenberger Arbeit ist diese nicht vorgenommen

*) Veröffentl. des Preiß. Meteorol. Inst. in Potsdam 1900—1920.

**) Siehe auch Beitr. z. Phys. der fr. Atm. 13, 148.

***) Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 1933.

worden) ist jedoch eine genaue innere und äußere Orientierung der Apparate erforderlich, und zwar ist bei der normalen Aufnahme in erster Linie darauf zu achten, daß die Objektivenachsen horizontal und senkrecht zur Aufnahmebasis (Standlinie der beiden Apparate) verlaufen.

In gleichen Zeitabständen (wenige Sekunden) deckte eine Pappscheibe das Objektiv eines Apparates ab. Dadurch wurden kurze Unterbrechungen der Lichtspur auf einer Platte hervorgerufen, die als Zeitmarken dienten. Es genügt, diese Unterbrechung nur an einem Apparat vorzunehmen, da jeder beliebige Bahnpunkt auf der zweiten Platte im allgemeinen durch den Stereoeffekt festgestellt werden kann. Die Dauer des Abdeckens richtet sich nach der jeweiligen Windstärke.

II. Auswertung der Bilder. Die Formeln zur Berechnung der Bahnpunkt-Koordinaten ergeben sich aus den Fig. 1 und 2. Koordinatennullpunkt ist der vordere (optische) Hauptpunkt des Objektivs des linken Aufnahmeapparates. Durch je zwei in den Kameras befestigte Marken, die durch geeignete Beleuchtung als Schatten auf den Platten sichtbar gemacht wurden, ist bei beiden Aufnahmen

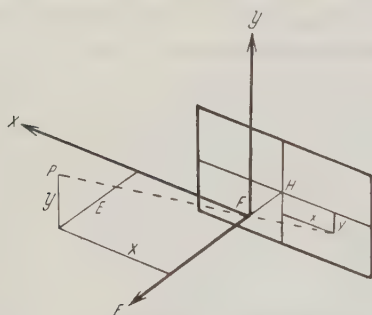


Fig. 1. Orientierung der linken Platte und Koordinatensystem

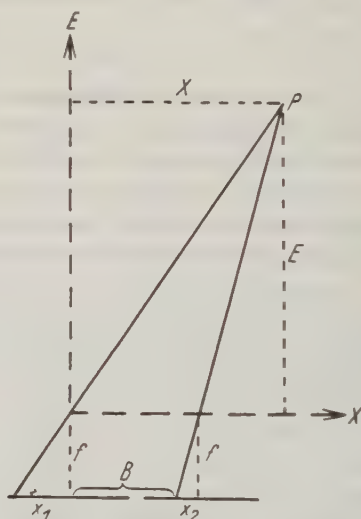


Fig. 2. Normale Stereoaufnahme (schematisch)

der Bildhauptpunkt (Schnitt der optischen Achse mit der Platte) festgelegt. Für die normalorientierte Aufnahme gilt für die Punktkoordinaten:

$$E = \frac{B \cdot f}{p}; \quad X = \frac{B \cdot x_1}{p}; \quad Y = \frac{B \cdot y_1}{p}.$$

E bedeutet die Horizontalprojektion der Entfernung des Bahnpunktes P von der Basislinie B ; X und Y sind die beiden anderen Koordinaten von P (X in Richtung der Basis, Y in Richtung der Vertikalen); x_1 und y_1 sind die entsprechenden Bildpunktkoordinaten auf der linken Platte, bezogen auf den Hauptpunkt als Koordinatenanfang, $p = x_1 - x_2$ die Horizontalparallaxe.

Die Bildpunktkoordinaten x_1 und y_1 und die Horizontalparallaxe p wurden mit einem Pulfrich-Stereokomparator bestimmt, der dem Geophysikalischen Institut in dankenswerter Weise vom Göttinger Mathematischen Institut zur Verfügung gestellt wurde.

III. Apparatur und Arbeitsweise. Nach dieser Methode wurden zunächst zwei verschiedene Gelände, auf denen später die Ballonvermessungen ausgeführt werden sollten, neu vermessen*). Es wurde dabei ein Zeiss-Phototheodolit benutzt. Der Apparat (9×12 , $1 : 6.3$, $f = 127$ mm), der ebenfalls vom Mathematischen Institut entliehen wurde, gestattet die Herstellung von ausmeßbaren Stereobildern mit nur einem Apparat. Er besitzt nämlich außer der eigentlichen Photoeinrichtung ein Fernrohr, dessen Achse parallel zur Photoplattenebene verläuft. Die Kamera mit dem Fernrohr zusammen sind drehbar um eine vertikale Achse; an einem horizontalen Teilkreis kann der Betrag der Drehung abgelesen werden. Die Vertikalachse ist durch eine Nabe mit vertikaler Spitze markiert, die sowohl allein als auch mit der übrigen Apparatur auf das Stativ aufgesetzt werden kann. Bei der Herstellung einer Stereoaufnahme wurde zunächst ein Bild auf einem der beiden Standpunkte gemacht, nachdem mit dem Fernrohr der zweite Standpunkt, der durch ein zweites Stativ mit aufgesetzter Spitze bereits festgelegt sein muß, anvisiert wurde. Die Objektivachse verläuft dann senkrecht zur Basis. Danach wird der Phototheodolit auf das zweite Stativ gesetzt, und es wird wie bei der ersten Aufnahme verfahren. Auf diese Weise erhält man die beiden Stereobilder nacheinander. Bei der Vertauschung des Standpunktes wird der Photoapparat lediglich von der Nabe abgehoben und auf die entsprechende am zweiten Standpunkt aufgesetzt. Die Naben selbst mit dem Dreifußgestell bleiben fest auf den Stativen, so daß keine unerwünschte Verschiebung der Standpunkte eintritt.

Zur Vermessung von beweglichen Objekten ist diese Methode natürlich unbrauchbar, denn beide Aufnahmen müssen gleichzeitig gemacht werden. Da der Phototheodolit nur in einem Exemplar vorhanden war, wurden für die nächtliche Vermessung der Ballonbahnen zwei alte Wolkenkameras gleicher Brennweite verwendet (9×12 , $1 : 7.7$, $f = 83.4$ mm). Diese ließen nur eine wesentlich ungenauere Justierung und gegenseitige Orientierung als bei dem Zeiss'schen Apparat zu. Die Einstellung der beiden Platten parallel zur Basis wurde dadurch annähernd erreicht, daß je zwei an den Apparaten befestigte Kreuzmarken, deren Verbindungslinie der Plattenebene parallel läuft, mittels eines Theodoliten in Richtung der Basis anvisiert und durch Drehung bzw. Verschieben der Apparate auf den Vertikal-faden des Theodoliten eingestellt wurden. Die vertikale Justierung der Platten wurde mit Hilfe einer anlegbaren Libelle erreicht. Ein Versuch, das Gelände bei den nächtlichen Ballonvermessungen mit abzubilden, führte leider nicht zum Ziel.

*) Hierbei wurden gelegentlich auch verschwenkte Aufnahmen verwendet. Im Prinzip unterscheidet sich dies nicht von der hier beschriebenen Methode. Im übrigen sei auf die photogrammetrische Literatur verwiesen.

Es ergab sich, daß das Gelände nur bei langer Belichtung erkennbar wurde, daß aber die Lichtspur des Ballons dann nicht mehr überall sichtbar war. Länger als $1\frac{1}{2}$ Stunden durfte im allgemeinen nicht belichtet werden, damit auch die Teile der Bahn vor dem Himmel noch auswertbar sein sollten. Diese Zeit aber reichte zur Abbildung des Geländes nicht aus. Es war deshalb folgende Hilfsmethode erforderlich: Bei den Geländeaufnahmen mit dem Zeiss-Phototheodolit wurden mehrere, besonders markierte Punkte im Gelände (deren Lage außerdem noch trigonometrisch bestimmt worden war) mit abgebildet. Nachts wurden diese Punkte durch Glühlampen sichtbar gemacht und mit den Ballonbahnen zusammen photographiert. Mittels dieser „Paßpunkte“ konnte die Justierung der Wolkenkameras geprüft werden. Justierungsfehler wurden rechnerisch beseitigt. Bedingung dabei ist, daß mindestens drei dieser Festpunkte auf beiden Ballonbahnplatten abgebildet sind, was auch leicht erreicht werden kann.

Die Schwebeballone hatten etwa 120 g freien Auftrieb (70 cm Durchmesser), und jeder trug eine 6-Volt-Stabbatterie mit einer 3.5-Volt-Birne. Bei einer maximalen Windbewegung von etwa 2 m/sec und dunklem Hintergrund war die Lichtspur auf der Platte noch bis zu 700 m Entfernung von der Kamera sichtbar. Die Empfindlichkeit der Platten betrug 29° Sch. Bei den Aufnahmen war die Entfernung der beiden Photoapparate $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{20}$ der mittleren Entfernung des Ballons von den Photoapparaten. Größere Werte des Verhältnisses vergrößern zwar die Genauigkeit bei der Berechnung der Koordinaten der einzelnen Bahnpunkte, erschweren jedoch andererseits die stereoskopische Identifizierung dieser Punkte im Auswertegerät. Im wesentlichen wurden Ballonbahnen von verhältnismäßig geringen Ausmaßen vermessen; die kleinsten betrugen nur einige Meter, die größten etwa 500 m Länge bei Entfernungen von den Photoapparaten zwischen 40 und 700 m.

IV. Vor- und Nachteile der Methode. Der wesentliche Vorteil dieser Methode liegt in der kontinuierlichen, direkten Aufzeichnung der Ballonbahnen, was besonders für Vermessungen zeitlich und räumlich kleiner Strömungen geeignet ist. Zeitmarken können mit genügender Genauigkeit noch in Abständen von einer Sekunde angebracht werden. Außerdem können zu gleicher Zeit eine größere Anzahl von Pilotballonen gestartet und gemeinsam auf einem Plattenpaar abgebildet werden, ohne dabei einen Mehraufwand an Instrumenten — abgesehen von den Ballonen selbst — zu benötigen.

Der prinzipielle Nachteil dieser Methode, daß sie nur bei Dunkelheit angewandt werden kann, wirkte sich bei den hier untersuchten Erscheinungen der nächtlichen Austauschbewegungen natürlich nicht aus.

Betreffs der Fehlerquellen, die bei der Verwendung von Schwebeballonen bestehen, sei auf K. O. Lange²⁾ verwiesen. Die dort angegebenen Faktoren, die zu einer Auftriebsänderung der Ballone führen (Sonneneinstrahlung, Diffusion durch die Ballonwandung und adiabatische Temperaturänderung des Ballongases), spielten bei diesen Messungen keine Rolle.

V. Fehlerberechnung. Betrachtungen über die Genauigkeit der Geländeaufnahmen mit dem Zeiss-Phototheodolit können hier unterbleiben. Dieses Instrument ist ausreichend für geodätisch-photogrammetrische Vermessung. Die für den hier vorliegenden Zweck erforderliche Genauigkeit wird aber auf alle Fälle erreicht, und die photogrammetrisch gewonnenen Paßpunkte können als fehlerfrei angesehen werden. Gelegentliche trigonometrische Kontrollmessungen haben dies bestätigt.

Bei den nächtlichen Vermessungen der Ballonbahnen mußte jedoch wegen der unzureichenden Justiervorrichtung der verwendeten Aufnahmeapparate mit erheblichen Fehlern gerechnet werden. Wie bereits auf S. 249 erwähnt, machte bei der Orientierung und Justierung der beiden Apparate besonders das Einrichten der Platten in eine Ebene (Vertikalebene parallel zur Basis) Schwierigkeit. Es wird deshalb hier der „Konvergenzfehler“ von Bedeutung, der durch Konvergieren bzw. Divergieren der Objektivachsen in der Horizontalebene entsteht. Ein Konvergenzfehler beeinflusst die drei Punktkoordinaten; hier sei jedoch, wie auch bei den weiter unten angeführten Fehlern, nur der Einfluß auf die E -Koordinate (Entfernung) beschrieben:

$$E_{\text{korrigiert}} = E_{\text{berechnet}} + \Delta E,$$

wobei ΔE die durch den Fehler (hier Konvergenzfehler) bedingte Korrektur der Abstandskoordinate ist. Fig. 3 veranschaulicht die Wirkung eines Konvergenzfehlers $\Delta \varrho$:

$$\Delta E = \frac{X^2 + E^2}{B} \cdot \Delta \varrho \quad (E = E_{\text{berechnet}}).$$

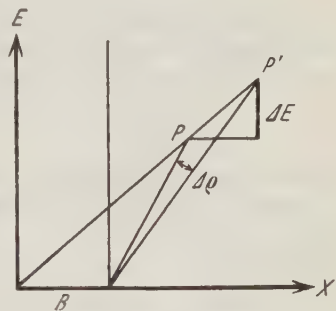


Fig. 3. Wirkung eines Konvergenzfehlers $\Delta \varrho$

Und zwar ist ΔE bei Konvergenz negativ, bei Divergenz positiv [vgl. (1)]. Ob in den einzelnen Fällen Konvergenz oder Divergenz der Aufnahmerichtungen vorlag, wurde graphisch an Hand der festen Kontrollpunkte bestimmt, wobei sich auch der Betrag des Fehlers abschätzen ließ. Im Mittel ergab sich ein Fehler von 1^0 (oder 0.017 im Bogenmaß). Für die Verhältnisse, wie sie hier vorlagen, bedeutet solch ein Fehler, z. B. für $X = 20$ m, $E = 100$ m und $B = 15$ m: $\Delta E = 12.1$ m, d. h. die Entfernungskoordinate E wird um rund 11% gefälscht. Man sieht, wie stark ein solcher Konvergenzfehler wirken kann, da ja die Entfernungskorrektur mit dem Quadrat des Abstandes des vermessenen Punktes vom Koordinatenanfang wächst. Werte für $\Delta \varrho$ von der angeführten Größenordnung liegen bei den verwendeten Apparaten durchaus im Bereich der Fehlermöglichkeit, und man ersieht hieraus, wie sehr die Forderung nach genauen justierbaren Apparaten berechtigt ist.

Aber auch durch ungenaue innere Orientierung der Apparate können erhebliche Fehler auftreten. So entsteht ein „Horizontalparallaxenfehler“ durch ungenaue Befestigung der Hauptpunktmarken im Apparat oder auch durch un-

genaues Zentrieren der Platten im Bildträger des Komparators. In beiden Fällen wird die Platte im Auswertegerät in ihrer Ebene aus der Soll-Lage verschoben, was eine Fälschung der Horizontalparallaxe der Bildpunkte zur Folge hat. Die Hauptpunktmarken (an die Platten anlegbare Zeiger) wurden auf ihre richtige Stellung hin geprüft. Der dabei festgestellte Fehler konnte bei der Auswertung der Platten berücksichtigt werden. Es bleibt daher nur noch die zweite Möglichkeit für einen Horizontalparallaxenfehler: das ungenaue Zentrieren der Platten. Wegen der mangelhaften Beschaffenheit (unscharfe und ungleiche Formen) der Hauptpunktmarken der verwendeten alten Photoapparate konnte bei der Festlegung des Koordinatennullpunktes sehr wohl ein Parallaxenfehler von $\Delta p = 0.5 \text{ mm}$ entstehen. Den Einfluß auf die Abstandskoordinate E zeigt folgende Formel, die man durch Differenzieren der Formel $E = B \cdot f/p$ (S. 248) erhält:

$$\Delta E = \frac{E^2}{B \cdot f} \cdot \Delta p.$$

Für die oben angegebenen Verhältnisse und eine Brennweite von $f = 80 \text{ mm}$ würde demnach ein $\Delta p = 0.5 \text{ mm}$ ein ΔE von 4.2 m, also einen Abstandsfehler von etwa 4% zur Folge haben. Der Horizontalparallaxenfehler, der bei der

Tabelle 1

Basis = 10.63 m. Nullpunkt: $y_0 = 108.5$; $x_0 = -96.4^*$; $p_0 = 40.79$. „Konvergenzfehler“: $+ \Delta \varrho = 35.1'$ (Divergenz!). „Parallaxenfehler“: $+ \Delta p = 0.70 \text{ mm}$.

Bezeichnung der Punkte	y'_1	x'_1 *)	p'	y_1	x_1	p	Y'	X'	E'
A	115.8	— 105.0	32.96	7.3	— 8.6	7.83	9.91	11.7	114.1
B	115.4	— 89.1	32.78	6.9	+ 7.3	8.01	9.21	— 9.7	111.2
C	114.7	— 72.6	27.41	6.2	+ 23.8	13.38	4.95	— 19.0	66.0

Bezeichnung der Punkte	$Y_{\Delta \varrho}$	$X_{\Delta \varrho}$	$E_{\Delta \varrho}$	$Y_{\Delta \varrho, \Delta p}$	$X_{\Delta \varrho, \Delta p}$	$E_{\Delta \varrho, \Delta p}$	ΔE	$a_{\Delta \varrho, \Delta p}$	a
A	11.1	13.0	126.4	12.2	14.3	139.0	18%	} 26.6 60.6 73.9	27.2
B	10.1	— 10.7	122.7	11.1	— 11.8	134.5	17%		62.0
C	5.2	— 20.2	70.4	5.5	— 21.3	74.3	11%		75.5

y'_1, x'_1, p'	=	Ablesung am Komparator.		
$y_1 \dots$	=	Bildpunktkoordinaten in mm.		
$Y' \dots$	=	Unkorrigierte Punktkoordinaten in m	= \odot	} siehe Fig. 4.
$Y_{\Delta \varrho} \dots$	=	Nach $\Delta \varrho$ korrigierte Punktkoordinaten in m	= \triangle	
$Y_{\Delta \varrho, \Delta p} \dots$	=	Nach $\Delta \varrho$ und Δp korrigierte Punktkoordinaten	= \cdot	
ΔE	=	Fehler (Differenz) zwischen E' und $E_{\Delta \varrho, \Delta p}$.		
$a_{\Delta \varrho, \Delta p}$	=	Abstand der korrigierten Punkte.		
a	=	Tatsächlicher Abstand der Punkte (trigonometrisch vermessen).		

*) Da die positive Richtung der x -Achse am Komparator entgegengesetzt zur üblichen Richtung verläuft, erhalten die x -Ablesungen ein negatives Vorzeichen [also: $x_1 = x'_1 - x_0$, z. B. $-8.6 = -105.0 - (-96.4)$].

stereoskopischen Einstellung der „Wandermarke“ des Komparators auf einen Bahnpunkt entstehen könnte, ist wesentlich kleiner, weil hier der zu bestimmende Punkt im allgemeinen deutlich und gleichartig auf beiden Platten erkennbar ist. Die Parallaxenfehler können hier unter 0.02 mm gehalten werden, so daß dadurch der Abstand E nur um maximal 0.2% gefälscht wird.

An weiteren Fehlern bei der Orientierung der Apparate sind zu nennen: der Bildweitenfehler, d. h. ungleiche Bildweite in beiden Apparaten (hier ist immer Bildweite = Brennweite); er verursacht einen Entfernungsfehler, der proportional der Abszisse und der Entfernung E des Punktes und umgekehrt proportional der Basis und der Brennweite ist. Weiter entsteht durch Verkanten der Apparate in der Vertikalebene der Verkantungsfehler; das entsprechende ΔE ist der Höhenkoordinate Y und der Entfernung E proportional¹⁾.

Die genannten Fehler sind in erster Linie für die Verzerrung des ausgewerteten Aufnahmebildes verantwortlich. Mit Hilfe der bekannten Kontrollpunkte wurde jedes Aufnahmepaar auf diese Fehler hin untersucht, und es ergab sich, daß der Konvergenz- und der Horizontalparallaxenfehler die ausschlaggebende Rolle spielten. Bei der endgültigen Berechnung der Punktkoordinaten wurden daher nur zwei Korrekturen bezüglich dieser beiden Fehler angebracht. In allen Fällen konnte ein bestimmtes, eindeutiges Fehlerpaar ($\Delta \varrho, \Delta p$) gefunden werden, das eine hinreichende Entzerrung des Kontrollpunktdreiecks und damit des ganzen Bildes lieferte. Auch der Fehler in der Höhenkoordinate Y wurde dadurch bis auf einen unbedeutenden Betrag beseitigt. Die so berechneten und korrigierten Abstandskoordinaten E waren dann noch mit einem Fehler von 0.5 bis 3% behaftet, was bei den beabsichtigten Luftströmungsuntersuchungen als ausreichend gelten konnte.

Die beschriebene Fehlerberechnung wäre überflüssig, wenn — wie auf S. 251 bereits erwähnt — ein ausschließliches Arbeiten mit zwei Exemplaren des Zeiss-Phototheodoliten möglich gewesen wäre. Die Punktkoordinaten ließen sich dann schnell und mit vollkommen ausreichender Genauigkeit mit Hilfe der einfachen Formeln auf S. 248 berechnen.

Vorstehende Tabelle 1 enthält ein Beispiel für die Berechnung von drei Kontrollpunkten einer Aufnahme. Die Lage der drei Kontrollpunkte zeigt Fig. 4. Man sieht, daß die Seiten des Kontrollpunktdreiecks bis auf einen Fehler von etwa 2% bestimmt wurden.

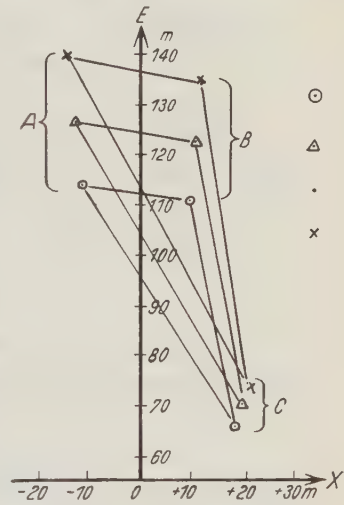
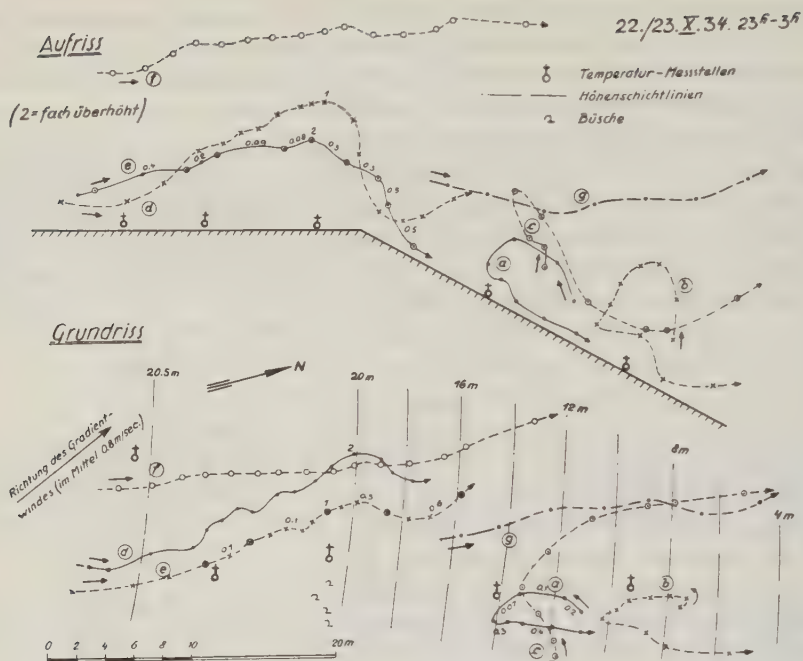


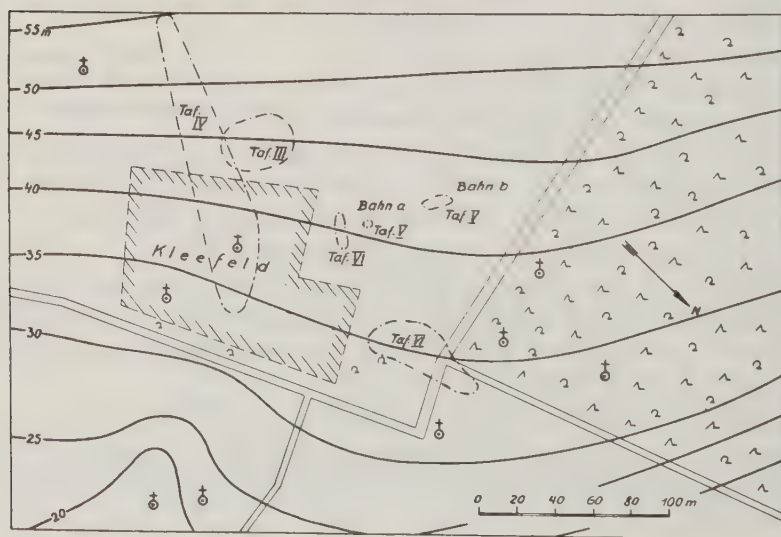
Fig. 4. Fehlerbestimmung durch drei Fußpunkte
(x = trigon. vermessene Punkte)

Tafel I



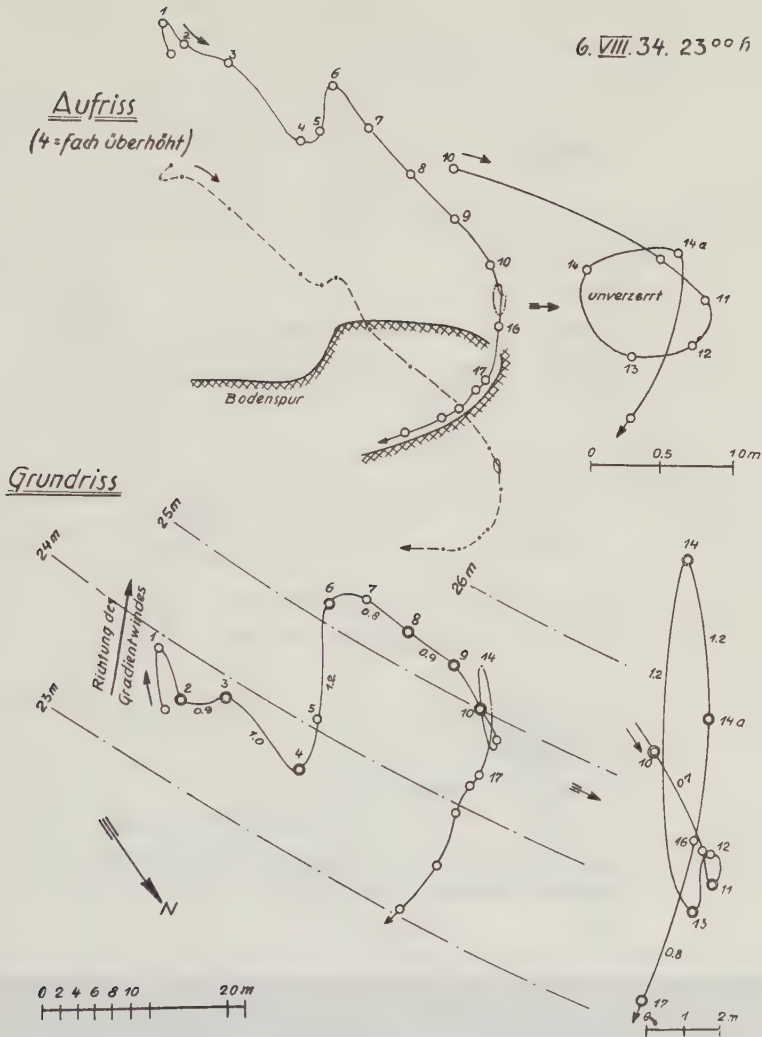
Mittlere Geschwindigkeiten für einzelne Bahnstücke (Projektionen) in m/sec

Tafel II



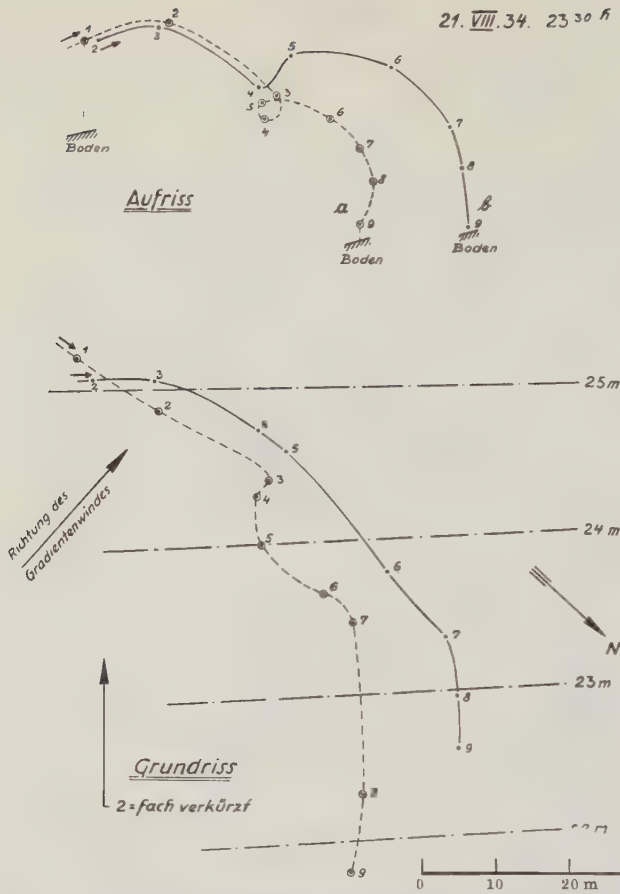
† Temperatur-Messstellen, 2 Busch

Tafel III



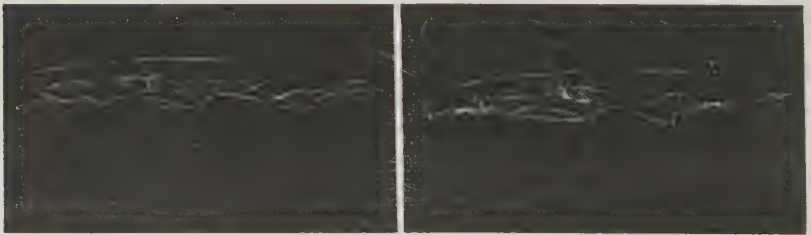
Die Geschwindigkeiten sind für einzelne Bahnstücke (Horizontalprojektionen) in m/sec angegeben

Tafel IV



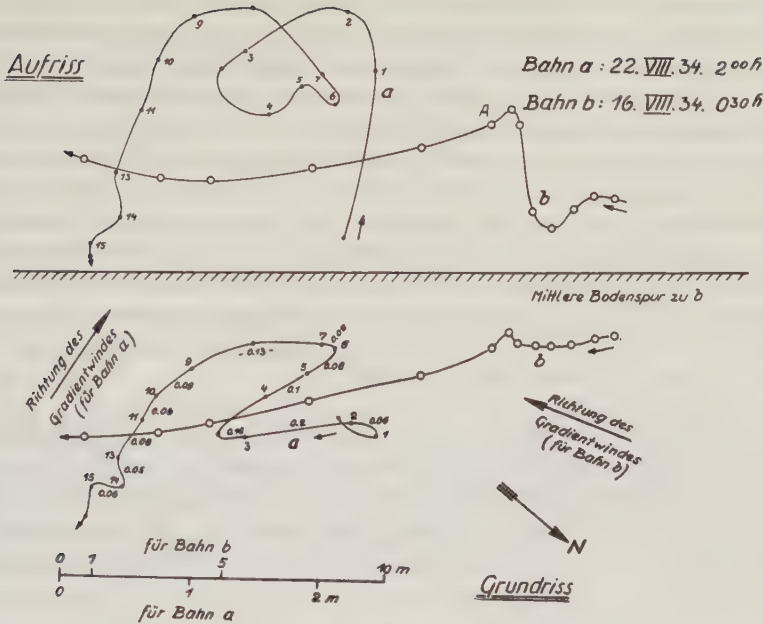
1, 2, 3, ... bezeichnen zeitlich zusammengehörige Punkte von a und b
Die Ballongeschwindigkeit schwankt zwischen 0.06—0.11 m/sec

Tafel VII



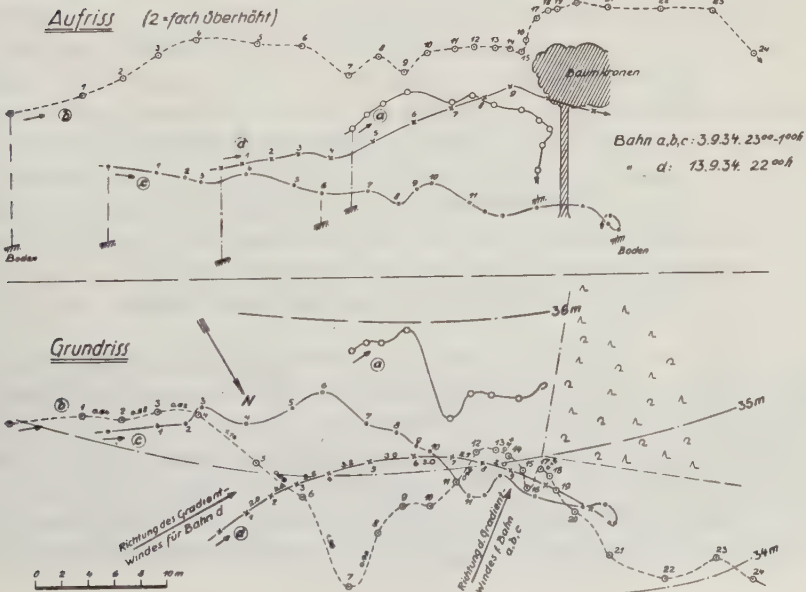
Stereoaufnahme einiger Ballonbahnen. Bei Betrachtung unter einem Stereoskop erhält man einen deutlichen räumlichen Eindruck von den Bahnen

Tafel V



1, 2, 3 ... = Zeitmarken (je 4 sec). Geschwindigkeiten in m/sec

Tafel VI



Zeitmarken für b und c: 5 sec. Zeitmarken für d: 1 sec. 1, 2, 3 ... = Zeitmarken

B. Ergebnisse

Allgemeines über die Messungen. Die beschriebene Methode ist besonders für die Erforschung feiner Luftströmungen auf kleinem Raum geeignet. Die Aufgabe dieser Arbeit ist die Vermessung der windschwachen nächtlichen Luftbewegung in der bodennahen Schicht. Es wurden insgesamt etwa 90 Ballonbahnen vermessen, wovon 68 auswertbar waren. Gleichzeitig wurden auch Temperaturmessungen der Luft bis zu 5 m Höhe und in zeitlichen Abständen von 1 und $1\frac{1}{2}$ Minute mittels Quecksilberthermometer ausgeführt. Sie liefern ein anschauliches Bild der Temperaturverteilung in der unteren Luftschicht und bringen deutlich die Austauschvorgänge, die sich zum Teil auch in den Ballonbahnen zeigen, zum Ausdruck.

Sämtliche Vermessungen wurden in mehr oder weniger klaren Nächten mit geringem Gradientwind vorgenommen. Die Beobachtungsnächte waren: der 9./11., 10./11. V., 6./7. VIII, 15./16. VIII, 21./22. VIII, 3./4. IX., 13./14. IX, 28./29. IX., 22./23. X. und 23./24. X. 1934.

I. Ergebnisse am Steilhang. — a) *Zirkulationsströmungen.* In diesem Abschnitt werden die charakteristischen Luftströmungen beschrieben, die die Vermessung von 30 Ballonbahnen an einem steilen Hang lieferte. (Das Gelände liegt nordwestlich der Straße „Geophysikalisches Institut—Knochenmühle“. Es ist trockenes und steiniges Weideland mit einem Gefälle von rund 1 : 3. Näheres darüber siehe in Tafel I.

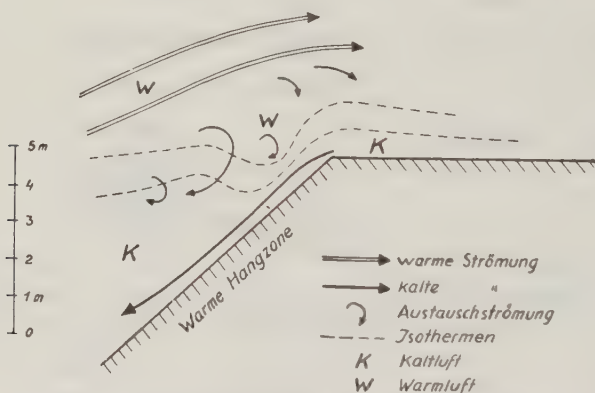


Fig. 5. Zirkulationssystem am Steilhang (nach Marvin)

Bei schwachem Gradientwind sind die bodennahen Luftströmungen in starkem Maße von Art und Form der Erdoberfläche abhängig³⁾, da dann die örtlichen Verschiedenheiten bestimmenden Einfluß gewinnen. In dem vorliegenden Fall des Steilhanges hat die nächtliche Abkühlung des Erdbodens und der anliegenden Luftschichten bekanntlich den bodennahen Kaltluftfluß zur Folge: Die unterste kalte Bodenluft höherer Geländeteile liegt in derselben Horizontalebene neben Luftmassen, die höher über der Erdoberfläche liegen und daher wärmer sind (eben

wegen des Bodengefälles). Dieser Dichteunterschied in horizontaler Richtung bewirkt den hangabwärts gerichteten Kaltluftfluß, der einen „Kältesee“ im Tal bildet, während die Hänge relativ warm bleiben, da hier die kalte Luft dauernd abfließt. Geiger konnte diesen Kaltluftfluß bereits über nur sehr schwach geneigtem Gelände beobachten. An einem steilen Hang muß naturgemäß diese Erscheinung besonders deutlich auftreten. Wie dieser hangabwärtsgerichtete Luftstrom im einzelnen beschaffen ist, zeigen die hier aufgenommenen Ballonbahnen. Fig. 5 ist die aus ihnen abgeleitete schematische Darstellung der Luftströmungen am Steilhang (s. Bahnen *a* und *b*, Tafel I).

Die räumliche Ausdehnung und der zeitliche Verlauf dieses Strömungsbildes sind in erster Linie von der Stärke des Gradientwindes abhängig. Dieser wurde den Anemometerregistrierungen des Geophysikalischen Instituts entnommen. Während der Beobachtungen betrug er maximal 3.0 m/sec (in 50 bis 60 m über der Beobachtungsstelle).

Gleich nach Sonnenuntergang stellte sich auf $\frac{3}{4}$ Hanghöhe die Zone der Zirkulationsströmungen ein. Diese blieben während einer ganzen Nacht im wesentlichen erhalten. Über dieser Zone liegt ein Gebiet gleichmäßiger Winddrehung, da sich hier mit zunehmender Höhe der Gradientwind gegenüber dem hangwärts fließenden Luftstrom immer mehr durchsetzt (s. Bahn *g*, Tafel I). Die Zirkulationen greifen bis zum Boden durch, was durch Augenbeobachtungen kleinerer Ballons festgestellt wurde. Die Zirkulationsströmungen stellten sich nur dann ein, wenn der Gradientwind unter einer bestimmten Stärke blieb. Bei Auffrischen des Windes auf etwa 1.5 m/sec in 1 m Höhe an der oberen Hangkante wurde die Zirkulationszone zerstört, und die obere Zone mit der gleichmäßigen Winddrehung reichte bis zum Boden (ähnlich wie Bahn *g*, Tafel I). Die Richtung des Gradientwindes war bei Windstärken unter 1.5 m/sec ohne wesentlichen Einfluß auf die Ausbildung der Zirkulationsströmungen.

Wenn für längere Zeit, etwa 60 Minuten, die Windstärke unter einem bestimmten Betrag (etwa 1 m/sec) blieb, konnte eine Periodizität bei der Ausbildung der Zirkulationsströmungen beobachtet werden. Diese bildeten sich nämlich in Abständen von rund 12 Minuten aus, um ununterbrochen 5 Minuten zu bestehen. In den Zwischenzeiten herrschten äußerst schwache Luftbewegungen ohne bevorzugte Richtung. Diese Erscheinung trat mit großer Genauigkeit auf, allerdings nur dann, wenn die allgemeine Windstärke (in 1 m Höhe an der Hangkante) unter 1 m/sec blieb, oberhalb derer bereits die Zerstörung des Zirkulationssystems einsetzt.

b) *Die Temperaturmessungen.* Für das Verständnis dieser Vorgänge sind Temperaturmessungen wesentlich. Es wurden an acht Stellen des Hangprofils Messungen zum Teil bis 3 m Höhe ausgeführt. Fig. 6 zeigt ein Bild der Temperaturverteilung längs des Hangprofils; es stellte sich kurz nach Sonnenuntergang ein und war charakteristisch für alle Beobachtungszeiten. Auffallend ist die Ausbuchtung der Isothermen nach unten in etwa $\frac{3}{4}$ Hanghöhe. In diesem Gebiet ist die Temperatur dauernd höher als darüber und darunter am Hang. (Im Mittel um 2.3°

höher als an der Hangkante.) Es ist dies die begünstigte „warme Hangzone“⁽³⁾. Erst in etwa 200 m von der Hangkante hangaufwärts erreicht die Luft die Temperatur der warmen Hangzone (bei diesen Vergleichen beziehen sich die Temperaturangaben auf 0.1 m über dem Boden); aber auch in den anderen Schichten — bis 3 m beobachtet — treten dieselben Unterschiede auf.

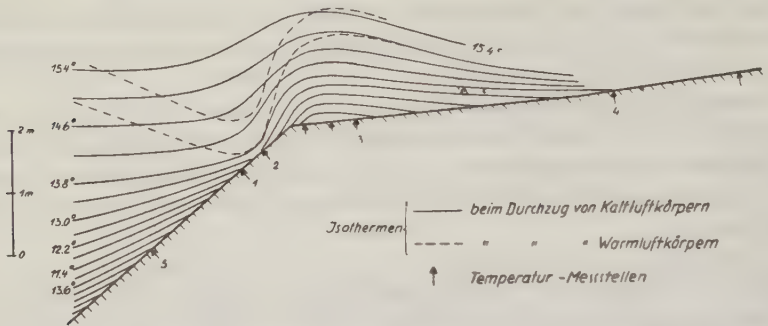


Fig. 6. Schematische Darstellung der Temperaturverteilung am Steilhang

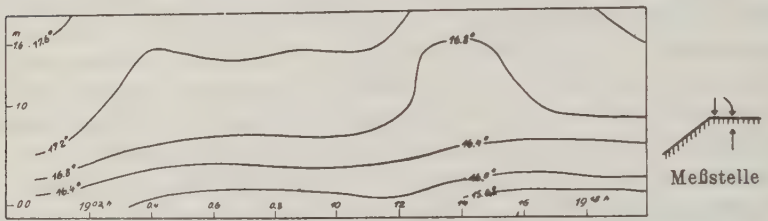


Fig. 7. Zeitlicher Temperaturverlauf auf dem Hangplateau des Steilhangs

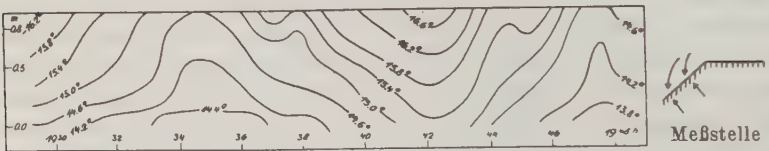


Fig. 8. Zeitlicher Temperaturverlauf am Steilhang

Dieses Gebiet der warmen Hangzone fällt mit dem der beschriebenen Zirkulationsströmungen zusammen. Weiter wurden an einigen Stellen des Steilhangs (\uparrow 1, 2, 3, 4, 5 der Fig. 6) Temperaturmessungen bis 3 m Höhe und in zeitlichen Abständen von $\frac{1}{2}$ und 1 Minute vorgenommen. Fig. 7 und 8 geben die zwei Typen des Temperaturganges wieder. Fig. 8 ist aus den Messungen im Gebiet der warmen Hangzone (\uparrow 1, 2, Fig. 6), Fig. 7 aus denen oberhalb und unterhalb der warmen Hangzone (\uparrow 3, 5, Fig. 6) hergeleitet. Im Gebiet der warmen Hangzone zeigt sich eine

verhältnismäßig große Temperaturunruhe im Gegensatz zu der gleichmäßigen Temperaturschichtung in den Gebieten darüber und darunter. Fig. 8 zeigt deutlich, wie warme und kalte Luftkörper abwechselnd am Thermometer vorbeifließen, und zwar ist auch hierbei wieder — wie bei den Beobachtungen der Zirkulationsströmungen — die Periode von 12 bis 15 Minuten festzustellen. Eine zusammenhängende Erklärung der oben beschriebenen Beobachtungen soll im nächsten Abschnitt folgen.

c) *Erklärung der Beobachtungen.* Erwartungsgemäß muß an einem Hang ein nächtlicher Kaltluftstrom hangabwärts bestehen. Marvin machte durch theoretische Betrachtungen verständlich, daß dieser Kaltluftstrom in einzelne Zirkulationen aufgelöst wird und nicht in einem gleichmäßigen Strömen der Kaltluft unter der Warmluft besteht⁴⁾. Tatsächlich konnte hier dieses Zirkulationssystem nachgewiesen werden. Fließt von einer Stelle unmittelbar über dem Hang Kaltluft hangabwärts, so muß aus Kontinuitätsgründen ein Nachschub von einem gleichgroßen Luftquantum aus der Umgebung erfolgen. Nicht nur die unterste Luftschicht ist an diesem Nachschub beteiligt, sondern selbstverständlich auch die oberen angrenzenden Schichten. Über diesem Kaltluftstrom fließt die Luft entsprechend dem Gradientwind, der im allgemeinen von der Richtung des Kaltluftflusses verschieden ist. In der Reibungszone dieser beiden Strömungen bilden sich die Zirkulationsbewegungen aus, die gleichsam den Transport der Luftmassen aus den höheren Schichten an die Stelle der abfließenden Kaltluft darstellen. Die Stärke der Zirkulationen wird davon abhängen, wie groß der Bewegungsunterschied zwischen den beiden Strömungen ist. Auf der Talsohle stagniert die Kaltluft und wächst im Laufe der Nacht in vertikaler Richtung an. Dieses Kaltluftkissen läuft flach auf dem Hang aus (s. Fig. 6). Im Bereich dieser stagnierenden Kaltluft sind daher Zirkulationsströmungen obiger Art nicht zu erwarten, sondern nur dort, wo die abfließende Kaltluft eine nennenswerte Geschwindigkeit besitzt. Erst oberhalb der ersten Hanghälfte konnten mittels kleiner Ballone schwache Zirkulationsströmungen beobachtet werden, und auf $\frac{3}{4}$ Hanghöhe ist die Erscheinung am ausgeprägtesten. Hier findet dauernd ein Ersatz der abfließenden Kaltluft durch warme Luft aus höheren Schichten statt. Als Folge dieses erhöhten Austausches zwischen den unteren und oberen Luftmassen bildet sich in diesem Gebiet die begünstigte warme Hangzone, die auch im Bild der Temperaturverteilung (Fig. 6) deutlich zum Ausdruck kommt. Weiter oberhalb am Hang, also etwa an der Hangkante, wird die Lufttemperatur deshalb wieder niedriger, weil hier die abfließende Kaltluft noch nicht die genügende Masse und Geschwindigkeit hat, wie weiter unten in der warmen Hangzone. Diese erhöhte dynamische Luftunruhe bewirkt naturgemäß einen erhöhten Massenaustausch zwischen den unteren kalten und oberen warmen Schichten. Infolgedessen wird in der warmen Hangzone das Anwachsen des inversen Temperaturgradienten im Laufe einer Nacht in starkem Maße unterbunden. So wächst z. B. in der Nacht zum 29. IX. 1934 der Gradient in der warmen Hangzone in der Zeit von 19.20 bis 0.20 Uhr im Mittel um 0.4°C (pro 1 m) an, während er in derselben Zeit im Gebiet der Kaltluft an der oberen

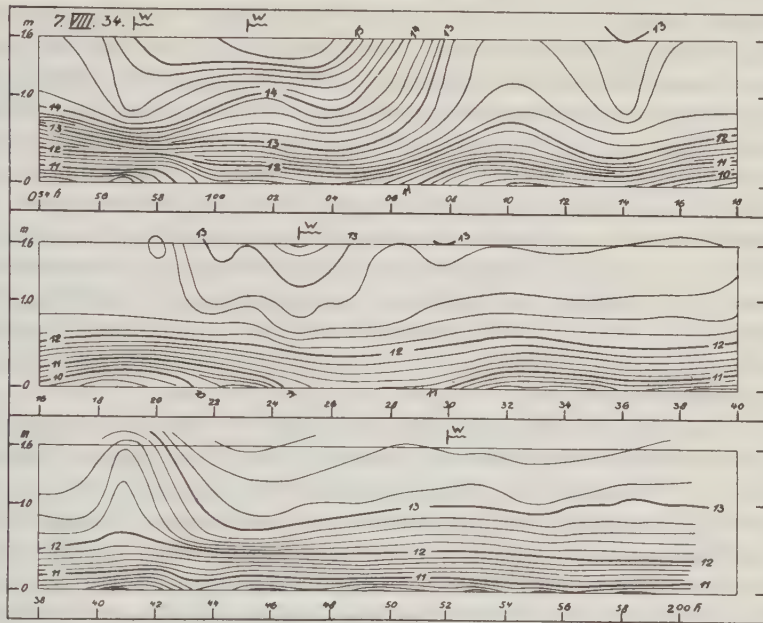
Hangkante um 2.10° zunimmt. (Wäre die Durchmischung der Luftmassen in der warmen Hangzone vollkommen, so müßte sich die vertikale Temperaturverteilung gemäß dem adiabatischen Temperaturgradienten einstellen.) Vor der Hangkante wird das Bodengefälle sehr gering (s. Tafel I), und deshalb stagnieren hier ebenfalls die Kaltluftmassen (vgl. den ruhigen Temperaturgang in Fig. 7). Begünstigt wird dies noch durch die Stauwirkung einzelner Büsche. Bahn *d* und *e*, Tafel I, zeigen den glatten und ruhigen Verlauf der Strömungen in dieser Kaltluft.

Die Beobachtungen ergaben, daß im Gebiete der warmen Hangzone die Ausbildung der Zirkulationen mit derselben Periode stattfand wie die der Temperaturunruhe. Es ist daher anzunehmen, daß immer dann ein Abrutschen einer Kaltluftmasse erfolgt, wenn ein bestimmter Wert der „Instabilität“ der Luftmassen am steilen Hang erreicht ist. (Die Instabilität wird dadurch hervorgerufen, daß die Kaltluft das Bestreben hat, ihrer Schwere folgend, hangabwärts zu fließen.) Das würde bedeuten, daß die Frequenz der Temperaturunruhe und der Zirkulationsströme proportional dem Grad der Abkühlung der unteren Luftschichten (oder der Ausstrahlung), die Amplitude jedoch unabhängig davon ist. F. Albrecht fand in einer Arbeit über ähnliche Vorgänge bei Tage das Umgekehrte⁵). Er zeigte nämlich, daß die Erwärmung der Luft in den unteren Schichten absatzweise geschieht, derart, daß nach einer gewissen Zeit eine erwärmte Luftmasse aufsteigt und durch noch nicht erwärmte Luft ersetzt wird. Die hierbei auftretende Frequenz in der Temperaturunruhe ist unabhängig von der Intensität der Strahlung, die Amplitude proportional der Intensität der Strahlung. Es ist also nicht so, daß immer dann eine Luftmasse aufsteigt, wenn nur der vertikale Temperaturgradient eine gewisse Größe überschreitet. Eine instabil geschichtete Luftmasse wird vielmehr nur durch einen äußeren „Initialimpuls“ zum Umstoß gebracht. Geiger weist auf diese Tatsache ebenfalls hin³). Solche Initialimpulse sind die Turbulenzelemente der bewegten Luft (Barkowsche Turbulenzelemente). In den Windregistrierungen der Albrechtschen Arbeit stimmt die Frequenz der Windunruhe mit der der Temperaturunruhe überein, ein Beweis dafür, daß tatsächlich ein Umsturz der Luftmassen von der Windunruhe gesteuert wird. Bei den hier beobachteten nächtlichen Vorgängen ist kaum anzunehmen, daß die Temperaturunruhe durch Turbulenzkörper im obigen Sinne bedingt ist. Denn gerade in den Zeiten größter Windruhe trat die Periodizität am deutlichsten auf. Es ist also demnach anzunehmen, daß hier die Frequenz der Temperaturunruhe von der Intensität der Strahlung abhängt, und daß die dabei auftretende Amplitude unabhängig davon ist. Anknüpfend an die Albrechtschen Beobachtungen würde das also bedeuten, daß hier ein Umsturz der Luftmassen bzw. ein Abrutschen eines Luftkörpers am Hang ohne Hilfe eines Initialimpulses eintritt. Vielmehr wird die Periode dadurch hervorgerufen, daß immer dann ein Kaltluftkörper abrutscht, wenn er eine genügende Mächtigkeit und Abkühlung erreicht hat. Diese Periode hängt nur von der Intensität der Ausstrahlung und der Eigenart des Hanges ab.

II. Ergebnisse am flachen Hang. — Strömungs- und Temperaturbeobachtungen.

Die folgenden Vermessungen und Beobachtungen wurden am NE-Hang des Warteberges ausgeführt. Das Gelände ist in Tafel II abgebildet. Es hat ein mittleres Gefälle von 1 : 12 bis 1 : 16. Die Temperaturmessungen wurden an den bezeichneten Stellen vorgenommen. Weitere Einzelheiten gehen aus der Tafel hervor.

1. Der Hangwind. Auch am flachen Hang wurde in der untersten Schicht das Abwärtsfließen der Kaltluft beobachtet. Hier zeigte sich aber im besonderen Maße der Einfluß des Oberwindes. In fast allen Nächten herrschte ein Gradientwind



Im allgemeinen bleibt die Windstärke (in 2 m Höhe) unter 1.5 m/sec
Mittl. Grad. 2.6° pro 0.8 m. W = Auffrischen des Windes um etwa 1 m/sec

Fig. 9. Zeitlicher Temperaturverlauf am flachen Hang

mit einer mehr oder weniger starken Komponente hangaufwärts. Blieb der Oberwind (in 2 m Höhe) unter 1 m/sec, so zeigten fast alle Ballonbahnen den talwärts gerichteten Luftstrom, der im allgemeinen bis zu einer Höhe von 1 m über dem Erdboden vorhanden war. Tafel III zeigt im letzten Stück der Ballonbahn ein Beispiel für diese Hangströmung. Mit wachsendem Abstand vom Erdboden dreht die Richtung der Strömung in die des Gradient-(Ober-)windes ein. Ein Beispiel dafür zeigte bereits Bahn g, Tafel I; aber auch die Bahn der Tafel III zeigt diese Erscheinung sehr deutlich. (Beachte den ähnlichen Verlauf von Grund und Aufriß!) Es treten dabei oft große Unterschiede in Geschwindigkeit und Richtung der Luftbewegung auf: Am Boden herrscht der von der Oberströmung wenig beein-

flußte Hangwind, und bereits 9 m darüber ist mit guter Annäherung der Oberwind, der in vielen Fällen bis zu 180° davon verschieden ist, vorhanden. Die Ursache für solche großen Unterschiede in der Strömung liegt in der stabilen Schichtung der Luftmassen: Am Boden der hangabwärts fließende Kaltluftstrom, darüber der Gradientwind, dazwischen eine Übergangsschicht mit Ansatz zur Wirbelbildung (Tafel V und VI). Diese Zone der Wirbelbildung tritt bei Auffrischen des Windes bis auf 2 m/sec in 2 m Höhe besonders deutlich hervor. Die Bahn der Tafel III zeigt dies in sehr ausgeprägter Form. Die Zunahme des Gradientwindes bewirkt nämlich erhöhten dynamischen Austausch, der bis zu einer bestimmten Höhe über dem Boden durchgreift. Es tritt oberhalb dieser Höhe daher eine verstärkte Durchmischung der Luft ein, was eine Abschwächung des stabilen Temperaturgradienten bedeutet. Die Bodenströmung bleibt in Richtung und Geschwindigkeit erhalten, und es bildet sich an ihrer oberen Grenze eine Zone mit erhöhter virtueller Reibung aus; es treten in dieser Zone Wirbelströmungen auf, die langgestreckte Formen zeigen. Gleichzeitige Temperaturmessungen zeigen deutlich diese Wirkung des Windes. Fig. 9 zeigt, wie in den Zeiten einer Zunahme des Windes in 2 m Höhe die Temperatur in allen Schichten bis etwa 0.7 m über dem Boden zunimmt, was auf erhöhtem dynamischen Austausch mit den oberen wärmeren Schichten beruht. Je näher eine Luftschicht dem Erdboden ist, um so weniger wird sie von diesem Durchgreifen des Gradientwindes erfahren. Erst bei wesentlich größeren Windstärken (etwa von 4 m/sec ab) setzt sich der dynamische Austausch bis in unmittelbare Bodennähe durch.

Absinken von Kaltlufttropfen. — Beobachtungen. Auf Grund einer verhältnismäßig großen Anzahl von Ballonvermessungen konnte eine gewisse Luftunruhe [Rückkehrkonvektion nach Schmauss⁹⁾] festgestellt werden, die nur bei der allgeringsten Luftbewegung oder nach Zeiten mit ausgesprochener Windstille auftrat. Die betreffenden Ballone führten zum Teil sehr verschlungene Bahnen aus, zum Teil zeigten sie auch regelrechte Zirkulationsbewegungen (Beispiele: Bahn a, Tafel IV und Tafel V). Diese ungeordnete Luftbewegung konnte in allen hier betrachteten Höhen beobachtet werden. Irgendein Einfluß des Geländes wurde nicht gefunden. Die Hauptbedingung für ihr Zustandekommen war lediglich, wie bereits erwähnt, eine äußerst geringe allgemeine Luftbewegung. Der Lebenslauf solcher „Zirkulationen“ soll kurz beschrieben werden: Zunächst führt der Ballon eine langsame glatte Bewegung, entsprechend der geringen Windstärke aus. Plötzlich beginnt die verschlungene Bahn, wobei die Geschwindigkeit des Ballons durchweg größer wird. Nach einigen Sekunden bis 2 Minuten tritt der anfängliche quasilaminare Strömungszustand wieder ein. Wesentlich ist bei diesem Vorgang, daß in der Nachbarschaft (etwa ab 10 m) dauernd die laminare Strömung herrschte und nichts von einer ungeordneten Luftbewegung zu merken war. Man hatte bei dem Vorgang den Eindruck eines in den allgemeinen laminaren Strömungszustand eindringenden selbständigen Bewegungssystems. Die bodennahen Teile der Zirkulationsbahnen zeigen meist eine hangabwärts gerichtete Bewegungskomponente. Die Ausmaße der fast geschlossenen Formen betragen 0.5 bis 5 m.

Erklärung. Der dynamische Austausch ist bei Nacht in Bodennähe sehr gering; er genügt deshalb nicht, um die Abkühlung von der untersten Bodenschicht in höhere Schichten zu übertragen. Temperaturmessungen von W. Schmidt⁶⁾ ergaben, daß nachts ein Austausch von derselben Größenordnung wie bei Tage wirksam ist, obwohl die Austauschwirkung des Windes nachts geringer ist. Besonders in windstillen Nächten wäre ein sehr kleiner Austausch zu erwarten, wenn man definitionsgemäß⁶⁾ unter Austausch die Mischung der Luftteile in allen Richtungen versteht, wobei alle Eigenschaften der verschiedenen Luftteile in gleichem Maße vermischt werden sollen. Nun folgt jedoch aus den beschriebenen „Gleitvorgängen“ mit der großen vertikalen Änderung der Geschwindigkeit und Richtung der Luftbewegung, daß in vertikaler Richtung eine wesentlich geringere Mischung der Luft wirksam ist als bei Tage, wo solche großen Eigenschaftsunterschiede nicht auftreten. Das bedeutet, daß der aus der Geschwindigkeitsverteilung abgeleitete Austauschkoeffizient bei Nacht wesentlich geringer sein muß als bei Tage. Die Berechnung des Austauschkoeffizienten aus den Temperaturverhältnissen muß daher als unzulässig betrachtet werden, wenn es sich um windschwache Nächte handelt. D. h. aber, daß an dem nächtlichen Wärme- bzw. Kältetransport in vertikaler Richtung außer dem dynamischen und thermischen Austausch noch ein weiterer Vorgang merklich beteiligt ist. Das kann nur die Abkühlung der Luft durch Ausstrahlung sein. Unter der Annahme, daß die in der Luft enthaltenen Staubteilchen durch ihre stärkere Ausstrahlung die Abkühlung der Luft hervorrufen, kommt Defant⁷⁾ rechnerisch zu dem Ergebnis, daß die nächtliche Abkühlung auch in den höheren Luftschichten durch diesen Vorgang erklärt werden kann. Falkenberg und Stoecker⁸⁾ führten als weitere die Ausstrahlung bestimmende Faktoren den Gehalt der Luft an Wasserdampf und Kohlenoxyd an.

Dichteunterschiede in der Verteilung der „Staubteilchen“ (einschließlich H_2O -Dampf und CO_2) führen nämlich zu einer verschiedenen Abkühlung in horizontaler Richtung und damit zu einer Bewegung der Luft. Man kann diese Bewegung als thermisch bedingten Austausch auffassen, da hier eine hochgelegene Kältequelle vorhanden ist. Es kann eine Luftmasse infolge großen „Staubgehaltes“ durch die Ausstrahlung kälter werden als die darunter befindliche Luft. Die Folge ist, daß sich solch ein Kaltluftkörper nach unten hin in Bewegung setzt. Bei allgemeiner Windstille wird diese Bewegung durch das Fehlen des dynamischen Austausches begünstigt (s. auch Abschnitt 2). Einzelne Ballonbahnen zeigen auch deutlich das Absinken von Luftmassen in spiralenförmig gegen den Boden verlaufenden Bahnen.

Ergänzende Temperaturbeobachtungen. Eine Bestätigung obiger Vorstellung von den ungeordneten Strömungsvorgängen gaben auch einige Temperaturmessungen. Fig. 10 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung in Isopletendarstellung. Der Wind war während der Messung äußerst schwach (unter 0.2 m/sec). Etwa um 24 Uhr tritt sehr plötzlich starke Abkühlung, besonders in der höheren Schicht, auf. Diese Temperaturerniedrigung kann nur durch Absinken eines „Kaltlufttropfens“ erfolgt sein. Von unten her kann eine Kaltluftmasse wohl kaum

emporgehoben werden, da hierzu die dynamische Energie des Windes zu klein ist. Beachtenswert ist der zeitliche Verlauf des Vorganges: Das Absinken von oben macht sich plötzlich bemerkbar, dauert etwa 2 Minuten und hört plötzlich auf. Die Bewegungen der Ballone machen auch den entsprechenden Eindruck (s. S. 264); wie am Mittag vornehmlich „Aufwindkammine“ auftreten, so haben wir hier „Abwindkammine“. Gelangt der Ballon in einen solchen, so wird er ruckweise hinabgerissen, wobei am Rande auch oft Wirbelbewegungen auftreten. Daß die Abkühlung nicht auf advektiver Heranführung von Kaltluftmassen beruht, beweist wieder die Tatsache, daß die Temperaturmessungen in der Umgebung keine Abkühlung ergaben. Bei besonders intensiven Vorgängen dieser Art konnte eine merkliche Auffrischung des Windes festgestellt werden. Hier war also Windzunahme mit Abkühlung verbunden, und nicht wie in den früheren Fällen mit Erwärmung (infolge des erhöhten Austausches mit den oberen warmen Schichten) verbunden.

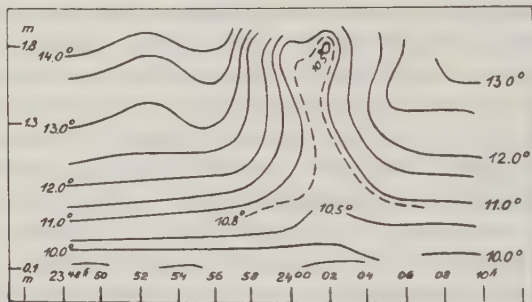


Fig. 10. Absinken von Kaltlufttropfen in Thermoisoplethendarstellung

4. *Einfluß eines Waldes auf die windschwachen Strömungen.* Ein spezieller Fall der Erdbodenverschiedenheiten in ihrem Einfluß auf die nächtlichen bodennahen Strömungen wird im folgenden behandelt, und zwar handelt es sich um Strömungen im Grenzgebiet Wald/freies Feld. Für eine restlose Klärung der Verhältnisse reichen jedoch die Beobachtungen nicht aus. Der etwa 7 m hohe Mischwald liegt am Anfang des bereits bekannten flachen Hangs (s. Tafel II). Die Ballonbahnen zeigen bei ihren Bewegungen in der Nähe des Waldes an bestimmten Stellen gleiche Tendenz, an anderen dagegen erhebliche Unterschiede. So tritt z. B. bei einer Luftbewegung auf den Wald zu (in Streichrichtung des Hanges) in etwa 10 bis 20 m Entfernung von ihm bei fast allen Ballonbahnen Vertikalbewegung nach oben auf, die sich meist in unmittelbarer Nähe des Waldes in eine nach unten bis zum Boden gerichtete umkehrt (s. Tafel VII, Bahn a). Diese besonderen Bewegungen traten vornehmlich bei geringster Luftbewegung auf. Zur Klärung ist wieder die Kenntnis der Temperaturverteilung in dem Grenzgebiet Wald/freies Feld erforderlich. Im Kronenraum des Waldes befindet sich relativ kalte Luft, die durch Ausstrahlung der Baumkronen gebildet wird³⁾; bei einem Waldgebiet stellt nämlich der Kronenraum den Hauptsitz der nächtlichen Ausstrahlung dar. Ein Teil der

Kaltluft des Kronenraumes wird von dem darüber wegstreichenden Wind (im allgemeinen Gradientwind) infolge des dynamischen Austausches aufgenommen. Der andere Teil, der um so größer ist, je schwächer der Gradientwind ist, sinkt in den Bestand hinab und bildet am Boden ein Kaltluftkissen. In der vertikalen Temperaturverteilung sind demnach zwei Minima vorhanden, am Erdboden und im Kronenraum. H. Karsten konnte noch im Freien in horizontaler Entfernung von den Kronen ein Temperaturminimum in der vertikalen Verteilung feststellen¹⁰⁾. Man kann also folgendes Bild der Temperaturverhältnisse entwerfen, wie es schematisch in Fig. 11 dargestellt ist. Daß sich tatsächlich eine solche Temperaturverteilung, die hier nur durch wenige Messungen in den Grundzügen bestätigt werden konnte, im Grenzgebiet Wald/Feld des Nachts ausbildet, zeigte kürzlich H. G. Koch durch eingehende Messungen¹¹⁾. Die Bewegungen der Ballone lassen sich nun in diesem Zusammenhang erklären. Unmittelbar vor dem Waldrand herrscht absteigende Luftbewegung infolge des Absinkens der kalten Luft aus dem Bereich der Baumkronen. Weiter entfernt (etwa bei der Stelle A, Fig. 11) tritt Aufwärtsbewegung wie vor einem Kaltluftberg auf. Als Wirkung einer einfachen Hindernisströmung vor dem Wald sind die Vertikalbewegungen deshalb nicht zu bewerten, weil bei Windgeschwindigkeiten von etwa 1.5 m/sec an aufwärts alle Bahnen glatten Verlauf annehmen und sich erst jetzt der Wald als Hindernis in den Bahnen — jedoch völlig andersartig und mit nur schwachen Abweichungen von der geradlinigen Strömungsbahn — bemerkbar macht (s. Bahn d, Tafel VI). In den bodennahen Teilen der Ballonbahnen zeigt sich meist die Wirkung der aus dem Waldinnern abfließenden Kaltluftmassen. Der Wind begünstigt also den bodennahen Kaltluftfluß. Bahn b, Tafel VI zeigt in ihrem letzten Teil, daß in etwa 2 m Höhe über dem Walde noch kein Einfluß des schwachen Gradientwindes vorhanden ist.

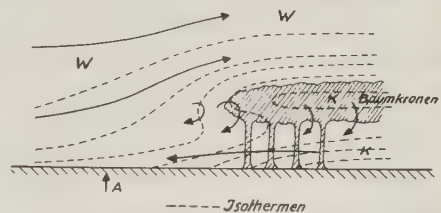


Fig. 11. Temperaturverteilung am Waldrand (schematisch)

III. Besprechung einzelner Ballonbahnen. In den vorigen Abschnitten wurde bei der Besprechung der Ergebnisse jeweils auf die entsprechenden Ballonbahnen hingewiesen. Hier seien einige für die verschiedenen Fälle besonders typische Bahnen noch einmal behandelt.

Zu Zirkulationsströmungen am Steilhang. Tafel I zeigt die charakteristischen Strömungsformen am Steilhang. Die Geschwindigkeiten bei den Ballonen a, b und c sind durchweg gering (unter 0.9 m/sec); in den letzten Teilen der Bahnen kommt die Wirkung des untersten hangabwärts gerichteten Stromes in einer deutlichen Geschwindigkeitssteigerung zum Ausdruck. Die Bahn c stellt eine Vermessung dar, die nur wenige Minuten nach Bahn b angestellt wurde. Hier zeigt

sich nicht das klare Bild der Zirkulationen, obwohl der Wind *nicht* zugenommen hatte. Es scheint hier offenbar der Fall vorzuliegen, der auf S. 259 beschrieben wurde: Die Kaltluft an der Oberfläche des Hanges hat noch nicht die genügende Mächtigkeit und Geschwindigkeit hangabwärts, um Zirkulationen hervorzurufen. Die Bahn zeigt deutlich eine verstärkte Einwirkung des Oberwindes: Im anfänglichen Stück, etwa bis Stelle *A*, macht sich noch eine Zirkulationsbewegung gegen den Hang bemerkbar. Im weiteren Verlauf wird eine schwache Zirkulationsbewegung größeren Ausmaßes angedeutet. Letztere kommt dadurch zustande, daß die hangabwärts fließende Luft über eine stetig kälter werdende Unterlage gelangt; infolge ihrer Bewegungsenergie strömt die Luft über ihre Gleichgewichtslage hinaus (zu tief in die Kaltluft des Tales hinein) und erfährt so eine Beschleunigung nach oben. Die Bahnen *d*, *e* und *f* veranschaulichen die Strömungen im Bereiche der relativ ruhigen Kaltluft, die vor der Hangkante lagert (s. Fig. 6). Das Aufgleiten an dem hier befindlichen Kaltluftkissen tritt bei den Bahnen *d* und *e* sehr deutlich in Erscheinung. Die Strömungsgeschwindigkeiten sind zu Anfang der Bahnen sehr gering; später werden sie infolge des Absaugens der Luft an der Hangkante wesentlich größer. Bahn *f* zeigt, daß bereits in etwa 7 m Höhe über der Hangkante der Einfluß des Steilhanges nicht mehr vorhanden ist. Bahn *g* wurde kurz vor Bahn *a* aufgenommen. Die allgemeine Luftbewegung war hier ebenfalls gering. Die Zirkulationen dürften also kaum über 6 m hinaufreichen, da in dieser Höhe bereits im wesentlichen der Gradientwind vorherrscht.

Zu Hangwind, Winddrehung am flachen Hang. Tafel II zeigt den Plan des flachen Hanges, über dem die folgenden Ballonbahnen vermessen wurden. Die Bahnen selbst werden gesondert in größeren Maßstäben dargestellt, da sie auf dem Geländeplan zu klein erscheinen würden. Ihre Lagen im Gelände sind in Tafel II bezeichnet.

Als erstes Beispiel für das Zusammenwirken der beiden Strömungstypen unterer Hangwind—oberer Gradientwind sei Bahn *a*, Tafel III aufgeführt. Bei dieser Vermessung, wie auch während der ganzen Nacht, wehte der Oberwind (in 2.5 m über der Erde) fast senkrecht hangaufwärts mit einer mittleren Geschwindigkeit von 1.4 m/sec. Die Vermessung beginnt, als der Ballon bereits eine Höhe von 9 m über dem Boden hat. Im großen und ganzen zeigt die Bahn eine schrägabwärts gegen den Hang gerichtete Strömung. Dabei tritt folgende Erscheinung deutlich hervor: Plötzliches Auffrischen des Oberwindes um nur geringe Beträge verursacht ein Hochreißen des Ballons mit Eindrehung in die Richtung des Oberwindes (s. z. B. Zeitmarke 4); ähnlich wie Bahn *f* und *g*, Tafel I. Je näher der Ballon dem Erdboden kommt, um so mehr macht sich bei seinen Bewegungen die Komponente des unteren Kaltluftstromes bemerkbar. In etwa 1 m Höhe über dem Boden tritt eine ausgesprochene Grenze zwischen der unteren und oberen Strömung auf. Der Ballon beschreibt mehrere geschlossene Wirbelbahnen. Unterhalb dieser Zone folgt der Ballon der quasilaminaren Kaltluftströmung senkrecht zu den Isohypsen hangabwärts, also entgegengesetzt der Richtung des Oberwindes. Während dieser und auch anderer windstillen Nächte konnten mehrere ähnliche

Strömungen mit der Grenzzone zwischen Hang- und Oberwind vermessen werden. Das angeführte Beispiel ist besonders markant.

Andere Ballons zeigten jedoch gar nichts von der beschriebenen Grenzzone. Letztere kann aber auch deshalb nicht während einer ganzen Nacht bestehen, da der Fluß der unteren Kaltluft nicht in gleicher Stärke fort dauert, sondern zeitweise völlig aufhört. Die Beobachtungen am Steilhang zeigten Ähnliches. Auf eine Abbildung einer Bahn, die nur die Erscheinung der starken stetigen Winddrehung mit der Höhe zeigt, sei verzichtet; Tafel III gibt ja bereits in ihrem ersten Teil der Bahn ein Beispiel dafür. Solche Bahnen bilden die Mehrzahl der Vermessungsergebnisse.

Zu Rückkehrkonvektion. Bahn *a* der Tafel IV zeigt eine ungeordnete Luftbewegung, die charakteristisch für die windschwachen Austauschvorgänge ist. Während eines größeren Zeitraumes (etwa 30 Minuten), in welchem die Vermessung der Ballonbahn stattfand, wurde die größte horizontale Geschwindigkeit der Luft zu 0.18 m/sec gemessen. Solche Zirkulationsbewegungen traten in dieser ausgeprägten Form vornehmlich bei ganz geringer Windbewegung auf. Zwei weitere Bahnen, die die windschwachen Austauschbewegungen darstellen, zeigt Tafel V. Ballon *b* ist 3 Sekunden nach Ballon *a* gestartet worden. Die Bahnen zeigen besonders das spiralenförmige Abwärtsströmen der Luft. Auch während dieser Vermessungen herrschte fast allgemeine Windstille.

Zu Waldeinfluß. Einige Ballonbahnen in der Nähe des Waldes sind in Tafel VI dargestellt. Bahn *a* zeigt in ihrem letzten Verlauf die Austauschbewegung vor dem Wald, wie sie auf S. 267 beschrieben wurde. Das Absinken zeigt wieder ausgesprochene Spiralenform. (Der Ballon hat den Wald nicht etwa berührt.) Bahn *b* und *c* zeigen bei Zeitmarke 7 bzw. 6 wesentliche Unterschiede in ihrem Verlauf. Ob hier ein Waldeinfluß besteht, kann nicht entschieden werden, da hier zu wenig Beobachtungen vorliegen. Jedenfalls werden im späteren Verlauf der Bahnen die Geschwindigkeiten in Waldnähe sehr gering, und die Bewegungen deuten Austauschvorgänge an. Im großen und ganzen zeigen sie außerdem den abwechselnden Einfluß von Gradientwind und unterem Kaltluftstrom. Wie gleichrichtend stärkere Windgeschwindigkeit auf die Bewegung wirkt, ist aus Bahn *d* ersichtlich. Alle Bahnen, die bei Windstärke von etwa 2 m/sec an aufwärts vermessen wurden, zeigen denselben glatten Verlauf. Bei noch größerer Windzunahme würde natürlich die Turbulenz der Luft größer, und die Ballonbahnen würden dies zeigen. Hier befinden wir uns jedoch noch im Bereich der Luftbewegung, wo die geringe Windzunahme nur die thermisch bedingten Sonderbewegungen verwischt (bzw. verhindert) und selbst nur schwache dynamische Luftunruhe hervorruft. Daher kommt es, daß die Ballonbahnen bei größerer Windgeschwindigkeit (bis zu etwa 3.5 m/sec) einen glatten und ruhigen Verlauf annehmen.

Zum Schluß sei noch auf eine Bahnvermessung hingewiesen, die in Tafel IV mit *b* bezeichnet ist. Die allgemeine Luftbewegung war während der Vermessung etwa nur 0.6 m/sec in 2 m Höhe. Zeitmarken wurden bei dieser Aufnahme leider nicht gemacht. Nach den Augenbeobachtungen erfolgte die Aufwärtsbewegung

sehr plötzlich und mit einer etwa dreimal so großen Geschwindigkeit wie die anfängliche Bewegung; auf dem Höhepunkt bei Stelle *A* nahm die Geschwindigkeit wieder den anfänglichen Wert an. Durch die dynamische Windunruhe können derartige Vertikalbewegungen wegen der geringen allgemeinen Luftbewegung kaum hervorgerufen werden. Vielmehr scheint hier auch eine Ausgleichsbewegung thermischer Natur vorzuliegen. Vertikalbewegungen dieser Art scheinen besonders dann aufzutreten, wenn am Vortage starke Einstrahlung mit geringer Luftbewegung die Ausbildung großer „thermischer Unterschiede“ über dem Gelände verursacht; dieses war in dem betrachteten Beispiel der Fall. Wie eine derartige Austauschbewegung im einzelnen entstanden ist, müssen weitere Beobachtungen zeigen.

Zusammenfassung

Die stereophotogrammetrische Vermessung von Pilotballonen stellt in der einfachen Anordnung, wie sie hier erstmalig durchgeführt wurde, eine geeignete Methode für genaue Beobachtung windschwacher Luftströmungen dar.

An einem flachen Hang (Gefälle 1 : 13) zeigte sich in den untersten Schichten (bis 2 m Höhe) eine Kaltluftströmung, deren Richtung und Geschwindigkeit nur vom Gelände abhing. Darüber wehte die vom Luftdruckgefälle bedingte wärmere Luft. Beide Strömungen waren durch eine Übergangsschicht getrennt, in der Wirbelbildung auftrat. Die Breite dieser Übergangsschicht wuchs mit zunehmender Windgeschwindigkeit, bis bei einer Windgeschwindigkeit über 8 m/sec eine allgemeine Durchmischung auftrat.

An diesem gleichen Hang wurde auch ein Zirkulationssystem im Grenzgebiet Feld/Wald gefunden.

An einem steilen Hang ergab sich außerdem noch die Existenz eines ausgeprägten Zirkulationssystems im oberen Drittel des Hanges. Es entsprach qualitativ den theoretischen Vorstellungen von Marvin⁴⁾. Als neu erwies sich aber daß dieses Zirkulationssystem nicht stationär war, sondern nach einer Zeitdauer von etwa 5 Minuten erlosch, um sich nach etwa 12 bis 15 Minuten erneut zu bilden. Die Erklärung für diesen pulsatorischen Charakter konnte durch gleichzeitige Temperaturmessungen gegeben werden. Der Kaltluftfluß den Hang hinunter erfolgte auch nicht dauernd, sondern in einzelnen Stößen, und die Periode dieser Stöße war die gleiche wie die der Zirkulationssysteme. Wodurch dieser stoßartige Charakter des Kaltluftflusses bedingt ist, konnten nicht einwandfrei festgestellt werden. Anscheinend handelt es sich um ein Aufstauen der Kaltluft an der Hangkante, das so lange anhält, bis durch einen dynamischen Anstoß oder auch durch ein mechanisch bedingtes Instabilwerden diese angesammelte Kaltluftmasse sich in Bewegung setzte.

Durch die nun herabfließende Kaltluft entstand dann das Zirkulationssystem der „warmen Hangzone“. Infolge des raschen Strömens der Kaltluft reichte dann die an der Hangkante aufgespeicherte Luftmasse nicht mehr aus, der Kaltluftstrom riß ab und damit erlosch das Zirkulationssystem. Erst nachdem sich wieder genügend Kaltluft an der Hangkante aufgestaut hat, kann sich dieser Vorgang wiederholen.

Die Anregung zur vorliegenden Arbeit gab Herr Professor G. Angenheister. Zur Durchführung der Arbeit waren mir beim photogrammetrischen Teil Herr Dr. H. Jung, beim meteorologischen Teil Herr Dr. G. A. Suckstorff mit Rat und Tat behilflich. Allen möchte ich aufrichtig danken.

Literatur

- ¹⁾ Beiheft der allgemeinen Vermessungsnachrichten: Bildmessung und Luftbildwesen. Heft 2 (1934).
- ²⁾ K. O. Lange: Über Windströmungen an Hügelhindernissen. Veröffentl. d. Forschungs-Instituts d. Rhön-Rossitten-Ges. 1929.
- ³⁾ Geiger: Das Klima der bodennahen Luftschicht, 1927.
- ⁴⁾ Marvin: Air drainage explained. Monthly Weather Review 1914, S. 583.
- ⁵⁾ F. Albrecht: Beitr. z. Geophys. 25, 1.
- ⁶⁾ W. Schmidt: Der Massenaustausch in freier Luft usw. Hamburg 1925.
- ⁷⁾ A. Defant: Nächtliche Abkühlung der staubbeladenen Luftschichten. Ann. d. Hydrogr. 1919, S. 93.
- ⁸⁾ Falckenberg u. Stoecker: Bodeninversion und atmosphärische Energieleitung durch Strahlung. Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 13, 246.
- ⁹⁾ A. Schmauss: Nächtliche Abkühlung der untersten Luftschichten. Ann. d. Hydrogr. 1919, S. 235.
- ¹⁰⁾ H. Karsten: Beiträge zur Kenntnis der Temperaturverhältnisse in den untersten Luftschichten. Landwirtschaftl. Versuchs-Anstalt Helsingfors 1921.
- ¹¹⁾ H. G. Koch: Temperaturverhältnisse und Windsystem eines geschlossenen Waldgebietes. Veröff. d. Geophys. Inst. d. Universität Leipzig 1934.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, April 1935.

Referate und Mitteilungen

Forschung am Nanga-Parbat. Deutsche Himalaya-Expedition 1934. Von R. Finsterwalder, W. Raechl (L. Distel), P. Misch, F. Bechtold. Sonderveröffentlichung der Geographischen Gesellschaft zu Hannover. Herausgegeben von Dr. H. Spreitzer. V und 143 Seiten, 1 farbiges Titelbild, 1 Gedenkblatt, 56 Bilder auf 26 Tafeln, 2 Karten (mit 1 Deckblatt), 24 Textabbildungen. Kommissionsverlag Helwing, Hannover. Preis RM 4.80.

Dieses Buch, ein vorläufiger Bericht über die wissenschaftlichen Ergebnisse der Deutschen Himalaya-Expedition 1934, wendet sich nicht nur an den Fachmann, sondern es soll auch dem wissenschaftlich gebildeten Laien eine Vorstellung von den Aufgaben einer solchen Expedition und ihrer Durchführung geben. Nach einigen Worten des Gedenkens für die kurz vor dem Ziel ums Leben gekommenen Teilnehmer der Expedition und einem kurzen einleitenden Kapitel über den Sinn des Buches beginnt die Darstellung mit einem tagebuchartigen Bericht von dem wissenschaftlichen Leiter R. Finsterwalder, ergänzt durch einige Aufzeichnungen des Geologen P. Misch und des Geographen W. Raechl. Gerade diese Form der Schilderung erweist sich als

besonders geeignet, dem Leser einen Begriff von den mannigfachen Schwierigkeiten einer solchen Expedition zu geben und zu zeigen, wie diese nur durch engste Zusammenarbeit der Wissenschaftler und der Bergsteiger zu überwinden sind und wie es nur durch äußerste gegenseitige Rücksichtnahme und manchen Verzicht auf Verfolgung persönlicher wissenschaftlicher Interessen möglich war, trotz des tragischen Ausgangs den reichen wissenschaftlichen Erfolg zu sichern.

Die wissenschaftliche Aufgabe dieser Expedition war intensive Erforschung eines kleinen Gebietes im Himalaya in geodätischer, geographischer und geologischer Hinsicht. Über die geodätischen Arbeiten berichtet R. Finsterwalder. Es sollte der Nachweis erbracht werden, daß es auch unter den vorliegenden ungünstigen Umständen möglich ist, durch geodätische Vermessung und zahlreiche stereophotogrammetrische Aufnahmen eine Höhenschichtkarte zu liefern, die an Genauigkeit den auf gleiche Weise in den Alpen gewonnenen Karten gleichkommt. Dieses Ziel wurde erreicht. Überdies konnten durch Stereoaufnahmen von Gletschern Untersuchungen über die Bewegung des Gletschereises angestellt und aus den systematischen Fehlern der trigonometrischen Höhenmessung Lotabweichungen bestimmt werden.

Die Ergebnisse der geographischen Arbeiten sind nach den Aufzeichnungen des nach der Rückkehr von der Expedition in den Alpen verunglückten W. Raechl von L. Distel zusammengestellt worden. Den Umständen gemäß kann es sich hierbei nur um einige Bruchstücke handeln, die sich im wesentlichen auf morphologische Untersuchungen und Fragen der eiszeitlichen Vergletscherung des bereisten Gebietes beziehen.

Von den sehr ins Einzelne gehenden geologischen Arbeiten, über die P. Misch berichtet, dürfte den Geophysiker am meisten interessieren, daß der Nanga-Parbat-Stock aus Gneis von der mittleren Dichte 2.9 besteht und umgeben ist von basischem Material von der Dichte 3.1. Da das Gebirgsmassiv seine Umgebung um etwa 4000 m überragt, wäre zu erwarten, daß die große Masse des Nanga-Parbat trotz der geringeren Dichte Lotabweichungen verursacht, die einer Anziehung durch das Gebirgsmassiv entsprechen. Dies stimmt in der Tat überein mit den von R. Finsterwalder auf dem Nanga-Gneis selbst gemessenen Lotabweichungen (im Mittel 20'' auf das Gebirge zu), dem widersprechen aber die in größerer Entfernung vom Gebirgsstock auf dem basischen Randgestein bestimmten Lotabweichungen (30 bis 50'' vom Gebirge weg). Es scheint demnach, daß das sichtbare Massiv durch ein Massendefizit in der Tiefe überkompensiert ist, welches das Lot in der weiteren Umgebung abstoßt, so daß sich der Einfluß der angelaufenen Massen des Gebirgsstockes erst in größerer Nähe bemerkbar macht. Endgültiges läßt sich jedoch erst aussagen, wenn die aus den trigonometrischen Höhenmessungen abgeleiteten Lotabweichungen nach Auswertung der Polhöhenbestimmungen kontrolliert sind.

Den Schluß des Buches bildet ein Bericht von F. Bechtold über den bergsteigerischen Teil des Unternehmens. Er gibt eine anschauliche Schilderung von den Schwierigkeiten, die zu überwinden waren, und von den Umständen, die zu dem tragischen Abschluß führten.

Besonders hervorzuheben ist die vorzügliche Ausstattung des Buches, vor allem das reichhaltige, mit guten Erläuterungen versehene Bildmaterial und die Kartenbeilagen, wodurch der Leser instand gesetzt wird, den Berichten in allen Einzelheiten zu folgen und einen lebendigen Eindruck von den Arbeiten der Expedition zu bekommen.

Heinrich Jung, Göttingen.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Geophysikalisches Institut Göttingen

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn A. G., Braunschweig.

Verantwortlich für den Anzeigenteil: Wilh. Zimmermann, Braunschweig.

I. v. W. g.

Printed in Germany

Die Wirkungsweise eines Klinographen bei der Aufzeichnung von Neigungswellen

Von **Gerhard Schmerwitz** in Jena — (Mit 5 Abbildungen)

Die Voraussetzungen, welche von W. Schlüter für die Versuche zum Nachweis der bei Erdbebenwellen auftretenden Bodenneigungen gemacht worden sind, treffen nicht zu. Die endliche Größe der Schneidenkrümmung, die Astasierung und die Empfindlichkeit verursachen eine je nach ihrer Wahl ganz verschiedene Neigung des Systems. Unter Berücksichtigung aller störenden Einflüsse werden neue Bedingungen abgeleitet und genaue Anweisungen gegeben, die für einen direkten Nachweis der Bodenneigungen erforderlich sind.

Instrumentelle Untersuchungen über den Anteil der bei Erdbebenwellen auftretenden periodischen Bodenneigungen sind, soweit die verfügbare Literatur ein Urteil zuläßt, bisher nur in wenigen Fällen*) angestellt worden. Diese Beobachtungen, die von G. Angenheister mit dem Fernrohr bei einem starken Nahbeben, sowie von W. Schlüter und B. Galitzin mit dem von ersterem konstruierten Klinograph ausgeführt wurden, stellten nur eine Grenze fest, bis zu welcher Neigungen unter den gegebenen Umständen nicht auftraten.

Von Berlage**) wird das Ergebnis der empfindlichsten Versuche dieser Art ohne Rücksicht auf eine Kritik von Galitzin***) dahin zusammengefaßt, daß „Schlüter den Nachweis erbracht hat, daß die Neigungen so klein sind, daß der Klinograph sie nicht aufzeichnete“.

Bei dem Klinograph liegen die Schwierigkeiten für einen direkten Nachweis in der sicheren Ausschließung der Überlagerung von Horizontalverschiebungen und in den relativ zu diesen Störungen sehr geringen Neigungsbeträgen.

Die Größenordnung der zu erwartenden Neigungen kann bei Oberflächenwellen aus der Aufzeichnung der Vertikalkomponente abgeschätzt werden. Bei einer V -Komponente von 1 mm, einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 3.25 km/sec und $T = 20$ sec erreicht die gegen die Horizontale gemessene Amplitude nur etwa 0.02'' (sec).

Die Aufgabe, die damals der Klinograph zu lösen hatte, teilte sich in zwei Abschnitte: 1. Den experimentellen Nachweis zu führen, daß die Aufzeichnung

*) W. Schlüter: Schwingungsart und Weg der Erdbebenwellen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 5, 314—359 (1903); B. Galitzin: Vorlesungen über Seismometrie, S. 390—401; G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachrichten von der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen 1921.

**) H. P. Berlage, Handb. d. Geophys., Bd. 4, Erdbeben, S. 320. Verlag Bornträger Berlin.

***) l. c. S. 210.

der langen Wellen auf den Seismogrammen nur durch Translationsbewegungen der Apparate verursacht wird. 2. Den direkten Nachweis für die Größenordnung der wirklich auftretenden Neigungen zu liefern.

Unter der Annahme, daß die Wirkungen der Oberflächenwellen auf ein Horizontalseismometer ausschließlich durch die Neigungsänderungen hervorgerufen werden, müßten mit einem Klinograph bei einem mittelstarken Erdbeben Neigungsbeträge von etwa $1''$ meßbar sein. In dem zweiten Fall sind jedoch nur Amplituden von etwa $0.02''$ zu erwarten, die gerade an der Leistungsgrenze des Schlüterschen Klinographen liegen.

Die rechnerischen sowohl wie die instrumentellen Voraussetzungen, welche den Klinographenversuchen damals zugrunde gelegt wurden, erwiesen sich bei genauerer Prüfung als nicht zutreffend. Das ergab vor allem eine Anwendung der in jüngster Zeit bei Waagen- und Schneidenuntersuchungen gesammelten Erkenntnisse.

Da die Schlüterschen Messungen zu den Grundlagen für die Beurteilung des Neigungsanteils bei Erdbebenwellen gehören, stellt sich somit die Notwendigkeit zu einer Neudurchrechnung des vorliegenden Problems heraus. Von den umfangreichen, sorgfältig und gewissenhaft ausgeführten und veröffentlichten Untersuchungen Schlüters befaßt sich die folgende Darstellung nur mit dem Anteil, der den Neigungswellen gewidmet ist. Wie zu erwarten war, konnte dabei das Hauptergebnis (der 1. Abschnitt) auch durch die neuen Voraussetzungen keine Veränderungen erfahren. Zur Sicherheit dieses Nachweises und vor allem zur Klärung der zweiten Frage über die Größe des Neigungsanteils bei langen Wellen wird es sich als notwendig erweisen, die experimentellen Untersuchungen wieder aufzunehmen.

A. Die grundlegenden statischen Beziehungen

Der Klinograph ist ein gleicharmiger Hebelwaagebalken mit einer einzigen Schneide, der Mittelschneide. Zur Erhöhung der Ablesegenauigkeit befindet sich noch an einem Ende eine mit 0.02 mm -Platindrähten befestigte Spiegelaufhängung, die, wie sich im Verlauf der Versuche herausgestellt hat, außer zur Vergrößerung auch noch zu Astasierungszwecken verwendbar war. Der Grundgedanke des Klinographen ist folgender gewesen: Der Schwerpunkt wird in die als mathematische Gerade vorausgesetzte Schneide verlegt, sodaß Horizontalkräfte keine Drehmomente hervorrufen können und der Balken im absoluten Raum gegenüber Neigungen des Bodens fest stehen bleibt. Man würde somit in dem Differenzwinkel unmittelbar den Neigungswinkel der Erdbebenwellen messen können. Diese Folgerung war nicht richtig, da die Voraussetzung nicht zutraf. Wie schon an anderen Beispielen*) nachgewiesen worden ist, darf bei einem Präzisionsinstrument der Begriff: Drehachse und der konkrete Gegenstand: Schneide miteinander nicht gleichgesetzt werden. Bei hohen Empfindlich-

*) Zeitschr. f. Geophys. 8, 439—445 (1932); Phys. Zeitschr. 33, 234—239 (1932).

keiten spielt der Krümmungsradius der Schneide die ausschlaggebende Rolle. In dem vorliegenden Fall bewirkt dieser Einfluß, daß der Waagebalken die Neigung des Erdbodens je nach dem Verhältnis der Schneidenkrümmung zum Schwerpunktsabstand mit einer zwischen den Grenzen -1 und $+\infty$ liegenden Vergrößerung wiedergeben kann.

1. *Die Neigungsempfindlichkeit ohne Astasierung.* Da die Ableitung der Neigungsempfindlichkeit am zweckmäßigsten schrittweise vorgenommen wird, soll von der Federkraft des Spiegelsystems zunächst abgesehen werden. In den Fig. 1 und 2 bedeutet ϱ den Krümmungsradius der Schneide, d den Abstand des Schwerpunktes S von der Berührungsstelle A (nach oben positiv gezählt), ϑ die Neigung der Auflagefläche bzw. der Erdoberfläche gegen die Ruhelage, φ die Neigung des Waagebalkens gegen die gleiche Ruhelage und ε den veränderlichen Winkel zwischen Balken und Erdoberfläche $= \varphi - \vartheta$. Wird der Boden um den Winkel ϑ geneigt, so rollt das System (von dem hier nur der Krüm-

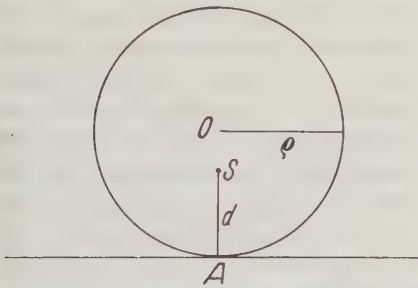


Fig. 1

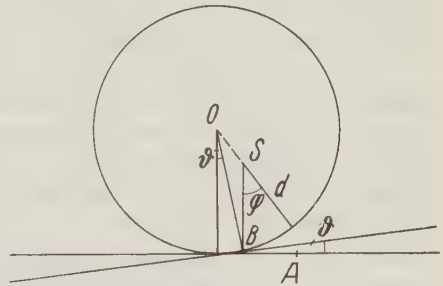


Fig. 2

mungskreis gezeichnet ist) um den Winkel φ so weit, bis von der Schwerkraft kein Drehmoment mehr ausgeübt werden kann. S muß in der neuen Ruhelage wieder über dem veränderten Berührungspunkt B liegen. Aus dem Dreieck OSB ergibt sich die Beziehung:

$$\frac{\varrho}{\sin \varphi} = \frac{\varrho - d}{\sin \vartheta}$$

Oder für kleine Winkel, die hier nur in Frage kommen:

$$\frac{\varphi}{\vartheta} = \frac{\varrho}{\varrho - d}.$$

Meßbar ist im Fall einer Erdbebenwelle jedoch nur die Differenz: $\varepsilon = \varphi - \vartheta$, da Ableseskala, Stativ usw. um den gleichen Winkel mitgedreht werden. Die gesuchte Beziehung lautet demnach:

$$\frac{\varepsilon}{\vartheta} = \frac{d}{\varrho - d} \quad \dots \dots \dots (1)$$

Ein Vergleich der Einwirkung von Neigungen und horizontalen Verschiebungen mit dem nach der Annahme von Schlüter sich ergebenden Vorgang führt schon jetzt zu folgendem Unterschied: Der Fall, daß horizontale Kräfte kein Drehmoment auf das System ausüben, tritt nur ein, wenn der Schwerpunkt in der Krafrichtung liegt, also $d = 0$ ist. Gegen Neigungen ist dann aber das System statisch vollkommen unempfindlich, da $\varphi = \vartheta$ wird. Das System geht genau mit den Bodenneigungen mit und Differenzen könnten, statisch gesehen, nicht nachgewiesen werden. Demgegenüber müßte nach der Betrachtung von Schlüter, da das System im Raum ruht, der Neigungswinkel des Bodens sich

als negativer Drehwinkel des Systems bemerkbar machen. Daß letzteres in Wirklichkeit bei einem Klinographenbalken nicht zutrifft, wird durch den folgenden Versuch nachgewiesen.

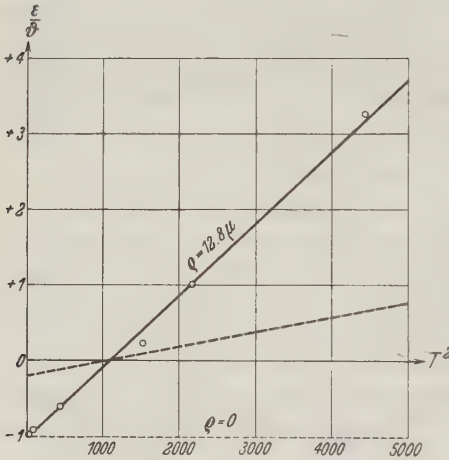


Fig. 3

Die Abhängigkeit der Klinographenneigung von der Empfindlichkeit, dem Krümmungsradius und der Astasierung

- ($\rho = 0$). Von Schlüter vorausgesetzter Verlauf. (Theoretischer Grenzfall)
- o o o o o Gemessene Werte. (Praktischer Verlauf)
- — — — Verlauf bei einer Astasierung 4:1

höchster Empfindlichkeit, wo das System als Klinograph Verwendung findet, konstant bleiben. In der Fig. 3 wird diese Voraussetzung durch die Parallele zur Abszisse bei der Ordinate — 1 dargestellt.

In Wirklichkeit werden die Verhältnisse durch eine bereits früher*) abgeleitete Formel wiedergegeben, welche (für diesen Zweck etwas umgestellt) lautet:

$$\frac{\varphi}{\vartheta} = \frac{\alpha \cdot M \cdot \rho}{P \cdot l}.$$

*) Zeitschr. f. Instrumentenkde. 52, 2 (1932).

Falls die Neigungen, wie hier, nur relativ zur bewegten Oberfläche gemessen werden können, schreibt man zweckmäßiger:

$$\frac{\varepsilon}{\vartheta} = \frac{\alpha \cdot M \cdot \varrho}{P \cdot l} - 1.$$

Da die Empfindlichkeit proportional T^2 ist:

$$\frac{\varepsilon}{\vartheta} = c \cdot \varrho \cdot T^2 - 1 \dots \dots \dots (2)$$

Das Neigungsverhältnis, in Abhängigkeit von T^2 aufgetragen, muß gegen die Abszisse geneigte Gerade ergeben, deren Steigung, von einem weiteren Faktor abgesehen, proportional der Scheidenkrümmung ϱ ist. Wie die durch die gemessenen Punkte bestätigte Beziehung (2) zeigt, tritt eine Parallele zur Abszisse im Abstand -1 nur in dem theoretisch denkbaren Grenzfall $\varrho = 0$ auf, der in der Praxis nicht herstellbar ist. Im Vergleich mit dem bei diesem Beispiel ermittelten Schneidenradius von 12.8μ muß die Steigung bei dem Klinograph (ohne Astasierung) dem Krümmungsradius entsprechend etwa zehnmal größer gewesen sein.

Diese Darstellung gibt auch eine genaue Anleitung dafür, wie der Schwerpunkt einzustellen ist, damit der als Klinograph verwendete Balken frei von der Einwirkung horizontaler Beschleunigungen ist. Gemäß der Formel (1) ist hierfür nur der Schnittpunkt mit der Abszisse zu verwenden. Dabei fällt die Unabhängigkeit gegen Bodenverschiebungen genau mit der statischen Unempfindlichkeit gegenüber Neigungen zusammen. Somit lassen sich auch die hier nachgewiesenen, oberhalb der Abszisse liegenden, beliebig starken Vergrößerungen nicht verwenden, weil dann wieder die Horizontalkräfte zur Auswirkung kommen können.

Solange der Schwerpunkt unterhalb des Berührungspunktes A bleibt, d also mit negativem Vorzeichen einzusetzen ist, ist die Drehung des Systems, gegen den bewegten Boden gemessen, negativ, d. h. entgegengesetzt. Mit dem Durchgang von S durch den Punkt A wechselt die Drehung des Systems das Vorzeichen. Sie verläuft dann mit beliebig starken Vergrößerungen in dem gleichen Sinn wie die ankommende Neigung.

3. *Berücksichtigung der Astasierung.* Durch die Einwirkung der astasierenden Direktionskraft F werden die Verhältnisse noch etwas abgeändert. Diese Kraft kann man sich etwa in einer Feder vorstellen, welche mit einem gegenüber ϱ und d sehr großen Hebelarm angreift. Die Rechnung führt dann zu der folgenden Beziehung zwischen ε , φ und ϑ :

$$\frac{\varphi}{\vartheta} = \frac{\varrho + \frac{F}{M \cdot g}}{\varrho - d + \frac{F}{M \cdot g}}$$

Oder

$$\frac{\varepsilon}{\vartheta} = - \frac{d}{\varrho - d + \frac{F}{M \cdot g}} \quad \dots \quad (3)$$

Die Ableitung läßt sich, wenn man von der vorhergehenden ausgeht, ohne Schwierigkeiten durchführen und soll aus Raumersparnis unterbleiben.

Um die Einwirkung der astasierenden Direktionskraft F besser zu übersehen, wird die rechte Seite umgeformt:

$$\frac{\varepsilon}{\vartheta} = \frac{d}{\varrho - d} \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{M \cdot g \cdot (\varrho - d)}{F}} \right).$$

Wenn das Zusatzmoment F klein gegen das des Waagebalkens $M \cdot g \cdot (\varrho - d)$ ist, bleiben die Beziehungen die gleichen wie vorher. Ist hingegen F groß, so wird der Verlauf der Geraden so abgeändert, daß sämtliche Ordinaten in Abhängigkeit vom Verhältnis der beiden Momente zu verkleinern sind. D. h. deutlicher: Die Geraden müssen um den Schnittpunkt mit der Abszisse zu geringeren Steigungen gedreht werden. Bei einem Verhältnis der Momente z. B. von 4:1 müßte jede Ordinate um ein Fünftel gekürzt werden (siehe Fig. 3). Bei relativ großen Astasierungskräften kann der Verlauf der Geraden so weit mit der Abszissenachse zusammenfallen, daß praktisch über den gesamten Bereich Neigungsunempfindlichkeit herrscht. Ein Grenzfall, der auch unmittelbar der Anschauung entspricht.

B. Die Bewegungsgleichungen eines schneidengelagerten Systems (Klinographen) bei Bodenneigung und Bodenverschiebung

1. *Ableitung.* Ein abschließendes Urteil über die Wirkungsweise des Klinographen kann erst die Berücksichtigung der dynamischen Vorgänge ergeben. Hierfür ist in den Fig. 4 und 5 wiederum nur der Krümmungskreis mit dem Radius ϱ gezeichnet. Die Lage des Schwerpunktes S befinde sich im Abstand d von der Berührungsstelle A mit der Unterlage. d nach oben positiv. Für kleine Ausschläge, die hier den Betrag von einer Minute kaum überschreiten, darf ϱ als konstant angesehen werden.

Tritt jetzt eine horizontal gerichtete Erdbewegung in der in Fig. 4 eingezeichneten Richtung von der Größe x auf, so wirkt sich diese, von der Erde aus gesehen, auf S als eine Beschleunigung in der entgegengesetzten Richtung aus. Die Bewegungsgleichung lautet dann nach dem d'Alembertschen Prinzip:

$$M(k^2 + d^2) \frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + M \cdot g \cdot (\varrho - d) \cdot \varepsilon + F \cdot \varepsilon + w \cdot \frac{d \varepsilon}{dt} = - \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot d \cdot M.$$

Oder:

$$\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + \frac{w}{M(k^2 + d^2)} \cdot \frac{d \varepsilon}{dt} + \frac{g \cdot (\varrho - d)}{k^2 + d^2} \cdot \varepsilon + \frac{F}{M(k^2 + d^2)} \cdot \varepsilon = - \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot \frac{d}{k^2 + d^2} \quad (4)$$

Hierin bedeutet ε , das im vorliegenden Fall $= \varphi$ ist, den Winkelausschlag des starren Balkensystems, M die Masse, w die Dämpfungskonstante, k den Trägheitsradius, bezogen auf den Schwerpunkt S , und F die Direktionskraft, die von einer beliebigen elastischen oder mechanischen Astasierung herrührt.

Bei einer Neigungswelle, die mit einer Drehung des Bodens um den Winkel $+\vartheta$ beginnt (Fig. 5), dreht sich das System in dem gleichen Sinn wie in Fig. 4. Liegt S unterhalb von A , so wechselt in beiden Fällen das Vorzeichen gleichzeitig. Fallen die Horizontalverschiebungen jedoch nicht, wie in den Figuren angenommen ist, in die Richtung zum Wellenberg, sondern zum Wellental, dann verlaufen die dem Klinograph aufgeprägten Bewegungen entgegengesetzt. Sie können sich also in ungünstigen Fällen in ihrer Wirkung sogar aufheben, was bei Rayleighwellen (siehe z. B. die Darstellung von Gutenberg, Handbuch der Geophysik, Bd. IV, S. 85) auch zutrifft.

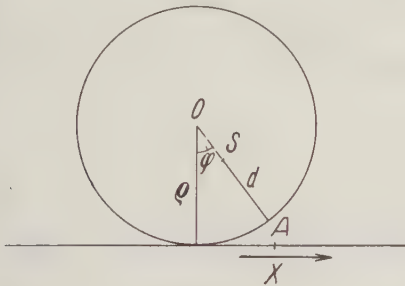


Fig. 4

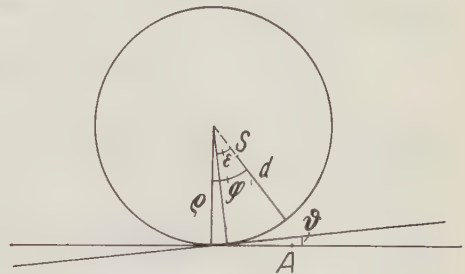


Fig. 5

Bei der Ableitung der Bewegungsgleichung für Neigungen ist zu bedenken, daß sich mit der Drehung des Bodens auch die Nullage verändert. Bezeichnet φ die Drehung des Systems gegenüber der Ausgangsstellung, ε die Drehung relativ zum bewegten Erdboden, ϑ die Neigung des Bodens gegen die Ruhelage, so lauten die Gleichungen:

$$M \cdot (k^2 + d^2) \cdot \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + M \cdot g (\varrho - d) \cdot \left(\varphi - \frac{\varrho}{\varrho - d} \cdot \vartheta \right) + F \cdot (\varphi - \vartheta) + w \cdot \frac{d(\varphi - \vartheta)}{dt} = 0$$

oder

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{g \cdot (\varrho - d)}{k^2 + d^2} \cdot \varphi + \frac{F}{M(k^2 + d^2)} \cdot \varphi + \frac{w}{M(k^2 + d^2)} \cdot \frac{d\varphi}{dt} \\ = \left(\frac{g \cdot \varrho}{k^2 + d^2} + \frac{F}{M(k^2 + d^2)} \right) \cdot \vartheta + \frac{w}{M(k^2 + d^2)} \cdot \frac{d\vartheta}{dt} \end{aligned}$$

Da φ einer direkten Messung nicht zugänglich ist, wird $\varphi = \vartheta + \varepsilon$ eingeführt.

$$\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + \frac{w}{M(k^2 + d^2)} \cdot \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{g \cdot (\varrho - d) + \frac{F}{M}}{k^2 + d^2} \cdot \varepsilon = - \frac{d^2 \vartheta}{dt^2} + \frac{g \cdot d}{k^2 + d^2} \cdot \vartheta \quad (5)$$

Für die Lösung von (4) und (5) werden die üblichen Abkürzungen verwendet.

$$2h = \frac{w}{M(k^2 + d^2)}; \quad n^2 = \frac{g \cdot (d - d) + \frac{F}{M}}{k^2 + d^2}.$$

Die in der Richtung der Bewegungsebene des Systems ankommende Oberflächenwelle setzt sich aus dem Neigungs- und Translationsanteil

$$\vartheta = A \cdot \sin \omega \cdot t; \quad x = B \cdot \sin \omega (t + \gamma)$$

zusammen. In γ ist der gegenseitigen Phasenverschiebung Rechnung getragen, für die bei Rayleighwellen, wie soeben erwähnt, nur der Wert π in Frage kommt.

Mit

$$\frac{d^2 \vartheta}{dt^2} = -A \omega^2 \cdot \sin \omega t$$

und

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -B \omega^2 \cdot \sin \omega (t + \gamma)$$

lauten die Gleichungen in beiden Fällen:

Für Horizontalverschiebung

$$\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + 2h \cdot \frac{d \varepsilon}{dt} + n^2 \cdot \varepsilon = B \cdot \frac{d}{k^2 + d^2} \cdot \omega^2 \cdot \sin \omega (t + \gamma).$$

Für Neigung

$$\frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} + 2h \cdot \frac{d \varepsilon}{dt} + n^2 \cdot \varepsilon = A \cdot \left(\omega^2 + \frac{g \cdot d}{k^2 + d^2} \right) \sin \omega \cdot t.$$

In der Theorie der Differentialgleichungen sind die Lösungen vorbereitet, welche für die ähnlich wie hier liegenden bekannten Fälle der Seismometrie auch in den meisten Handbüchern der Geophysik ausführlich dargestellt sind. Sie haben die Form (mit den Indizes v und n für Horizontalverschiebung und Neigung):

$$\varepsilon_v = B \cdot \frac{\omega^2 \cdot \frac{d}{k^2 + d^2}}{\sqrt{(n^2 - \omega^2)^2 + 4h^2 \omega^2}} \cdot \sin \omega (t - \tau_0 + \gamma) + e^{-h t} \cdot P \cdot \sin (\sqrt{n^2 - h^2} \cdot t + \delta),$$

$$\varepsilon_n = A \cdot \frac{\omega^2 + \frac{g \cdot d}{k^2 + d^2}}{\sqrt{(n^2 - \omega^2)^2 + 4h^2 \omega^2}} \cdot \sin \omega (t - \tau_0) + e^{-h t} \cdot P \cdot \sin (\sqrt{n^2 - h^2} \cdot t + \delta).$$

Hier ist durch

$$\tan \omega \tau_0 = \frac{2h \cdot \omega}{n^2 - \omega^2}$$

die Phasenverschiebung festgelegt. P und δ sind beliebig, $\omega = 2\pi/T$ die Kreisfrequenz der ankommenden Welle, $n = 2\pi/T_0$ die des Klinographensystems

ohne Dämpfung. Falls, wie üblich, auch noch die Relaxationszeit $\tau = 1/h$ eingeführt wird, so erhält man für die Amplituden allein unter Vernachlässigung des Exponentialgliedes folgende Werte:

$$(\varepsilon)_v = B \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{T^2}{T_0^2} - 1\right)^2 + \left(\frac{T_0}{\pi \tau}\right)^2 \cdot \frac{T^2}{T_0^2}}} \cdot \frac{d}{k^2 + d^2} \dots \dots \dots (6)$$

$$(\varepsilon)_n = A \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{T^2}{T_0^2} - 1\right)^2 + \left(\frac{T_0}{\pi \tau}\right)^2 \cdot \frac{T^2}{T_0^2}}} \cdot \left(1 + \frac{d}{\varrho - d + \frac{F}{M \cdot g}} \cdot \frac{T^2}{T_0^2}\right) \dots (7)$$

Sämtliche Größen sind hierbei im CGS-System gemessen, ε und A im Bogenmaß.

2. *Vergleich mit den Untersuchungen von Schlüter.* Bei Schlüter (S. 351) lautet die seinen Voraussetzungen entsprechende Formel in der hier eingeführten Bezeichnungsweise für Neigungen

$$(\varepsilon)_{kl} = A \cdot \frac{1 - \frac{T^2}{T_{kl}^2}}{\sqrt{\left(\frac{T^2}{T_0^2} - 1\right)^2 + \left(\frac{T_0}{\pi \tau}\right)^2 \cdot \frac{T^2}{T_0^2}}},$$

wobei T_{kl} die Schwingungsdauer des Systems ohne Astasierung bedeutet. Durch Vergleich mit der neuen Berechnung soll im folgenden nachgeprüft werden, wie weit aus den damaligen Registrierungen des Klinographen der Nachweis, der die Einwirkung von Neigungen bei langen Oberflächenwellen ausschloß, noch als einwandfrei angesehen werden kann.

Hierfür lassen sich die erforderlichen Angaben, dank der sorgfältigen Darstellung in der Schlüterschen Arbeit, sehr weitgehend ermitteln. Das betrifft insbesondere die dort nicht direkt auftretenden Größen: d , $k^2 + d^2$, $\frac{F}{M \cdot g}$ und ϱ . Zu beachten ist, daß die Größe $\varrho - d$ gleichbedeutend ist mit dem Schwerpunktsabstand nach der Auffassung von Schlüter! Die Zahlenwerte dieser Größen lauten zusammengestellt:

$$\varrho - d = 0.004 \text{ cm (S. 375); } \frac{F}{M \cdot g} = 0.47 \text{ cm,}$$

$$k^2 + d^2 = 4.68 \cdot 10^3 \text{ cm}^2; \quad d = 0.007 \text{ cm (wahrscheinlichster Wert).}$$

Die Abschätzung von ϱ ergibt sich auf Grund der Schneidenbelastung p von 15 kg auf etwa 50 mm Schneidenlänge für Achat nach der für diese Berechnungsweise bestätigten*) Theorie von Hertz

$$\varrho \geq \frac{2p}{\pi \cdot \Theta \cdot Z^2},$$

*) Zeitschr. f. Instrumentenkde. 52, 11 (1932).

wobei Θ eine Elastizitätskonstante und Z die Belastungsgrenze des Materials bedeutet. Die Zahlenwerte führen zu einer unteren Grenze: $\varrho \geq 0.0106$ cm. Für die Berechnung soll etwa der untere Grenzwert $\varrho = 0.011$ cm zugrunde gelegt werden (obgleich auch wesentlich höhere Werte zunächst nicht ausgeschlossen sein könnten).

Den Wert $\frac{F}{M \cdot g}$ findet man aus der Schwingungszeit

$$T_0^2 = (2\pi)^2 \cdot \frac{k^2 + d^2}{\left(\varrho - d + \frac{F}{M \cdot g}\right) \cdot g}.$$

Da die Astasierungskraft die Schwingungszeit von 217 sec bis auf $T_0 = 20$ sec heruntergesetzt hat, ergibt sich der große Wert $\frac{F}{M \cdot g} = 0.47$ cm. Dieser Betrag ist so erheblich, daß die Zurückführung auf die elastischen Kräfte der beiden nur 0.02 mm starken Platinfäden des Spiegelsystems unmittelbar zu Bedenken Anlaß geben muß. Auf Grund von Ableitungen, die für Hebelwaagen*) durchgeführt sind, kann selbst bei der 153fachen Hebelvergrößerung für $\frac{F}{M \cdot g}$ ein Wert von höchstens 0.001 cm durch elastische Kräfte verursacht werden. Wie das Zustandekommen des hohen Betrages dennoch zu erklären ist, wird am Schluß der Arbeit behandelt.

Das endgültige Ergebnis an Hand der Betrachtung von Fig. 3 und dem obigen Zahlenwert für das Astasierungsverhältnis zeigt, daß der Klinograph gegen Neigungen statisch unempfindlich gewesen ist. Er befand sich somit gegenüber Neigungen in dem gleichen Zustand wie ein als Seismometer verwendetes Pendel gegenüber Horizontalverschiebungen, wobei dieses sowohl statisch wie im Grenzfall sehr langsamer Verschiebungen auch unempfindlich ist. In beiden Fällen können nur kürzere und in der Gegend der Eigenschwingung liegende Perioden infolge des dynamischen Vergrößerungsfaktors aufgezeichnet werden. In dieser Hinsicht lag die Eigenschwingung des Klinographen von Schlüter für die Aufzeichnung der langen Wellen nicht sehr günstig, wie an dem weiter unten durchgerechneten Beispiel gezeigt wird.

Die neue Ableitung unterscheidet sich nur in dem Aufbau des Zählers von der alten. Dieser lautet nach der neuen Darstellung [Formel (7)]: $1 + 0.015 T^2/T_0^2$ gegenüber dem Wert von $1 - 0.0085 \cdot T^2/T_0^2$ nach der Berechnung von Schlüter. Da die Differenz im höchsten Falle ($T = 38$ sec) etwa 8.5% beträgt, würden die in dem Beispiel S. 358 aus den Horizontalpendelwerten berechneten Klinographenausschläge um nicht mehr als diesen Betrag zu vergrößern sein.

Somit können die von Schlüter ausgeführten Registrierungen trotz der nicht zutreffenden Voraussetzungen doch noch als ein experimenteller Nachweis

*) Gerlands Beitr. z. angew. Geophys. 4, 293 (1934).

dafür angesehen werden, daß nur die Horizontalkomponente der langen Wellen die Seismometer in Bewegung setzt. Alle weiteren Rechnungen und Folgerungen hinsichtlich der Neigungswellen werden jedoch, wie in den nächsten Kapiteln gezeigt wird, nicht bestätigt.

3. Die Voraussetzungen für einen direkten Nachweis der bei langen Wellen auftretenden Bodenneigungen. Hierfür sind besonders zwei Punkte zu beachten:

1. Die Einwirkung der Horizontalverschiebungen muß mit Sicherheit ausgeschlossen werden können. D. h. das Verhältnis $\varepsilon_n/\varepsilon_v$ muß so groß als möglich gewählt werden.

2. Da die langen Oberflächenwellen in der Richtung vom Herd zum Instrument in einer langgestreckten Front ankommen, ist die Amplitude der Neigungen mit dem cos des Azimuts des Herdes gegen die Schwingungsrichtung des Balkens gemessen zu multiplizieren.

Für eine einwandfreie Beobachtung ist daher die Aufstellung von zwei zueinander senkrecht schwingenden Klinographen erforderlich.

In dem Beispiel S. 356, auf das die Aussagen von Schlüter gestützt wurden, lag der Herd in der Yakutat Bay in Alaska mit einem Azimut von etwa 74.5^0 , gegen den in Ost-West-Richtung schwingenden Klinograph gemessen. Hierdurch werden die zu erwartenden Werte schon um den Faktor 0.27 kleiner, als angenommen ist.

Zu 1. Das Verhältnis lautet im Falle eines Klinographen

$$\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_v} = \left(\frac{k^2 + d^2}{d} + \frac{g \cdot T^2}{(2\pi)^2} \right) \cdot \frac{A}{B}.$$

Die Astasierungskraft tritt hierin nicht auf. Die Einwirkung des Krümmungsradius steckt indirekt in der Größe von d . Wenn die bei Stationsberichten meist gebrauchten Maße μ und sec statt cm und Bogenmaß verwendet werden, so ist zu schreiben

$$\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_v} = \left(\frac{k^2 + d^2}{d} + \frac{g \cdot T^2}{(2\pi)^2} \right) \cdot \frac{1}{20.6} \cdot \frac{A''}{B_{(\mu)}} \dots \dots \dots (8)$$

Das nach den entsprechenden Berechnungen von K. Jung*) zu ermittelnde Verhältnis würde für ein Horizontalpendel lauten

$$\left(\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_v} \right)_{\text{Horiz.}} = \frac{g \cdot T^2}{(2\pi)^2} \cdot \frac{1}{20.6} \cdot \frac{A''}{B_{(\mu)}}.$$

Der Vorteil des Klinographen vor dem Horizontalpendel liegt in dem Glied $\frac{k^2 + d^2}{d}$. Dieses gibt (gegenüber den nicht willkürlich wählbaren Faktoren bei dem Horizontalpendel) die Möglichkeit zu einer den Anforderungen entsprechenden Wahl der Apparatkonstanten. Hierfür ist die Berechnung der Einwirkung des Schneidenradius nicht zu umgehen gewesen.

*) Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphysik XXV, 2, S. 332.

Ohne Kenntnis dieser Wirkung war Schlüter bemüht, das Ziel durch Hochlegen des Schwerpunktes, d. h. Erhöhung der Schwingungsdauer (ohne Astasierung) zu erreichen. Auf Grund des Betrages S. 357 von 0.004 cm errechnet sich diese zu etwa 3.5 Minuten. Während infolge der Voraussetzung $\varrho = 0.011$ cm nur der einzige Wert von 2.0 Minuten richtig gewesen ist.

Bei der Schwerpunktslage von 0.007 cm oberhalb der Berührungslinie von Schneide und Ebene muß nach der Formel (6) eine Einwirkung der Horizontalkomponente vorhanden gewesen sein. In der Tabelle 1 ist diese entsprechend dem von Schlüter angeführten Beispiel hier (für zwei verschiedene ϱ -Werte) zusammengestellt. In der dritten Reihe sind die mit dem Klinograph meßbaren Neigungsausschläge verzeichnet. Ihre Berechnung wird an den folgenden beiden Beispielen für die längsten Wellen erläutert.

Tabelle 1. Zum Vergleich der Einwirkung der Horizontalkomponente mit den reinen Neigungsausschlägen bei dem Klinograph von Schlüter

	$T =$	4	8	10	14	38 sec
Horizontalkomponente, falls $\varrho = 0.01$ cm	0.0006	0.0007	0.003	0.04	0.2	mm
(Horizontalkomponente, falls $\varrho = 0.05$ cm	0.004	0.005	0.02	0.24	1.2	„)
Neigungsausschlag in beiden Fällen . . .	0.001	0.001	0.003	0.01	0.02	„

Unter der Voraussetzung einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von etwa 3.8 km/sec für Wellen von $T = 38$ sec und der aus den Daten direkt berechneten Vertikalkomponente von 4.5 mm, erhält man eine Maximalneigung von $0.037''$; für $T = 14$ sec, $v = 3.2$ km/sec und eine Vertikalkomponente von 0.19 mm eine Maximalneigung von $0.005''$. Unter Berücksichtigung der dynamischen Vergrößerung nach (7) und des Azimuts des Bebenherdes berechnet sich der Ausschlag für die beiden langen Oberflächenwellen dann nur noch zu 0.015 bzw. 0.01 mm auf dem Registrierstreifen. Das sind erheblich kleinere Werte als diejenigen, die sich aus der Einwirkung der Horizontalkomponente ergeben.

C. Welchen Anforderungen muß ein Klinograph genügen, damit die etwa zu erwartenden Neigungen von $0.02''$ bei Wellenperioden von 15 bis 40 sec sicher nachgewiesen werden können?

Hierzu wird zunächst nach der Beziehung (8)

$$\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_v} = \left(\frac{k^2 + d^2}{d} + \frac{g \cdot T^2}{(2\pi)^3} \right) \cdot \frac{1}{20.6} \cdot \frac{A''}{B_{(\mu)}} \dots \dots \dots (8)$$

ermittelt, mit welcher Sicherheit der Neigungswert ungestört von der Horizontalkomponente erhalten werden kann. Für die Neigung ist ein Nachweis von etwa $\pm 0.001''$ Genauigkeit erforderlich. Die Horizontalverschiebung B kann etwa mit maximal 1 mm abgeschätzt werden. Um diese unerwünschte Überlagerung möglichst auszuschließen, soll die Forderung gestellt werden, daß sie 5 % der Neigungsamplitude nicht überschreitet (d. h. $\varepsilon_n/\varepsilon_v = 20:1$). Mit

diesen Werten ergibt sich nach (8) für den Klammerausdruck eine Mindestforderung von $\frac{20 \cdot 20.6 \cdot 1000}{0.001} \sim 4 \cdot 10^8$. Das zweite Glied in der Klammer mit T^2 hat keinen wesentlichen Einfluß.

Für $k^2 + d^2$ bildet der Wert von etwa $5 \cdot 10^3$ bei 2 m Gesamtlänge des Klinographen schon den erreichbaren Höchstwert. Somit muß der Schwerpunktsabstand d mit einer Sicherheit von mindestens 10^{-5} cm an die Berührungslinie von Schneide und Ebene herangebracht werden. Diese hohe Anforderung kann aus zwei Skalenablesungen mit dem Fernrohr genau genug erreicht werden, so daß der Wert die geforderte Grenze unter den gegebenen Umständen nicht überschreitet. Die Beziehung hierfür liefert die Gleichung

$$\frac{\varphi}{\vartheta} = \frac{\varrho}{\varrho - d} \sim 1 + \frac{d}{\varrho}.$$

Zur praktischen Durchführung wird der Klinograph auf eine mit einer Fußschraube versehenen Platte gestellt. Die Astasierung wird ausgeschaltet. Ein vertikal über oder unter der Schneide befindliches Laufgewicht wird solange verstellt, bis der Winkel der Plattendrehung ϑ mit dem Winkel der Klinographendrehung φ gleich ist. Schon bei Drehungen um 1 bis 2° kann durch Feinverstellung erreicht werden, daß das Verhältnis der Winkel bis auf $1^\circ_{/00}$ Genauigkeit gleich 1 wird. Wenn die Schneide einen Radius von 0.01 cm besitzt, so erhält man den oben geforderten Grenzwert für $d = \pm 0.00001$ cm. Eine Verkleinerung von ϱ würde zwar diese Einstellung etwas leichter machen, erweist sich aber wegen der damit verbundenen notwendigen Massenverringerung des Klinographenbalkens auf Grund der Ausführungen im folgenden Kapitel als unzweckmäßig.

D. Äußere Einflüsse

1. *Das Spiegelsystem und die Vergrößerung.* Schon bei der 153fachen Vergrößerung durch das Spiegelsystem in den Versuchen von Schlüter lagen infolge der ungünstigen Wahl der Abmessungen weitere störende Einflüsse, die wesentlich höher als die gesuchten Neigungsbeträge waren. Diese lassen sich auch bei 1000facher Vergrößerung unter Beachtung der folgenden Angaben vermeiden.

Außer den bereits erläuterten Buchstaben werden hier verwendet: m die Masse des Registrierspiegelsystems ($= 27.7$ g bei dem Versuch von Schlüter), b der Abstand des Schwerpunktes dieses Systems von der festen Drehachse ($= 0.005$ cm), $l_0 : l$ das Verhältnis der beiden Hebelarme Klinographenbalken : Spiegelsystem ($= 153$) $\cdot \varrho_2$ der Krümmungsradius der festen Spiegelspitze, ϱ_1 von der beweglichen ist in der betreffenden Formel gegen die wesentlich größere Länge l zu vernachlässigen. h ist der noch zu berechnende Abstand des Schwerpunktes des Spiegelsystems von der Verbindungslinie der beiden Drehachsen (nach oben positiv).

2. *Erklärung der hohen Astasierung.* Falls h über oder unter der Drehachsenverbindungslinie liegt, treten mit dem Winkel wachsende Drehmomente auf, durch die sich direkt folgende Größe für die Astasierung berechnen läßt:

$$\frac{F}{M \cdot g} = (\varrho_2 - h) \cdot \left(\frac{l_0}{l} \right)^2 \cdot \frac{m}{M}.$$

Um den früher für die Astasierung ermittelten Betrag von 0.47 cm zu erklären, ist für $\varrho_2 - h$ nur die geringe Verlagerung des Schwerpunktes um 0.011 cm erforderlich gewesen! Gemäß der abgeleiteten Beziehung ist es möglich, diesen durch Annäherung von h an ϱ_2 erheblich kleiner zu machen. Eine Festlegung des Wertes von h , die auch dieser Anforderung genügt, wird jedoch erst durch die folgende Ableitung gegeben. In der dann noch frei bleibenden Wahl des Wertes von ϱ_2 hat man die Möglichkeit, die Astasierungskraft und damit die Schwingungsdauer zu verändern.

3. *Die Einwirkung horizontaler Beschleunigung,* die durch das Spiegelsystem noch hineingetragen wird, kann nur dann unwirksam sein, wenn die hierdurch an dem Balkenende hervorgerufene Kraft X_2 nicht größer als die bereits für den Klinograph allein festgelegte Kraft X_1 ist. (Die Möglichkeit, in beiden Fällen größere Kräfte zuzulassen, die sich theoretisch bei entsprechender Anordnung kompensieren können, soll wegen der praktischen Undurchführbarkeit nicht behandelt werden.) Die Ableitung führt dann zu der Bedingung

$$1 \leq \frac{X_1}{X_2} = \frac{M}{m} \cdot \frac{l}{l_0} \cdot \frac{d}{h}.$$

Diese Beziehung gilt streng nur, wenn beide Hebelarme l_0 und l in der gleichen Richtung liegen. Falls sie rechtwinklig zueinander stehen (wie bei Schlüter), gilt sie als angenäherte Abschätzung insofern, als die Maximalbeträge der beiden horizontalen Komponenten gleich groß angenommen werden dürfen.

Werden die aufgeführten Werte des Klinographen eingesetzt, so ist der für h zulässige Höchstwert hier nur: $3.5 \cdot d$. Daher muß dieses kleine Spiegelsystem, falls die Abmessungen nicht günstiger gewählt werden können, genau so sorgfältig eingestellt werden, wie es etwa für den Hauptbalken vorher erläutert worden ist. Andernfalls tritt, wie in diesem Beispiel, eine Einwirkung der zum Balken senkrechten Komponente und damit die bereits erwähnte Möglichkeit zu einer Interferenz beider auf. Hiermit würde erklärt werden können, daß die in der Tabelle 1 berechneten Registrierausschläge zum Teil kompensiert worden sind.

4. *Die Einwirkung vertikaler Beschleunigung.* Der Schwerpunkt des Klinographen muß zur Kompensation des an dem entgegengesetzten Hebelarm angreifenden Spiegelsystems seitlich von der Mittelschneide gelegen haben (im Beispiel: 0.0014 cm). Die hierdurch auf den Balken wirkenden vertikalen Kräfte heben sich mit den entgegengesetzt gerichteten und immer gleich großen Momenten des Spiegelsystems, wie die Rechnung zeigt, genau heraus. Hierdurch können daher keine Störungen auftreten.

5. Die Bemühungen von Galitzin um den Nachweis der Neigungswellen führten aus dem gleichen Grund zu denselben Schwierigkeiten wie bei Schlüter, was sehr deutlich in der Abhandlung*) auf S. 138 zum Ausdruck kommt. Die Unsicherheit in der Klinographeneinstellung, für die bei Schlüter auf S. 427 eine Andeutung zu finden ist, wird in einer kurzen Bemerkung von E. Wiechert**) erwähnt. Demzufolge wurde, da die hier abgeleitete Vorschrift für die Einstellung des Klinographen nicht bekannt war, der Schwerpunkt des Balkens solange verschoben, bis auf den Registrierungen keine Ausschläge mehr auftraten! Da das, außer durch die richtige Einstellung, ebenso durch irgendeine Kompensation erreicht worden sein konnte, erfährt die Beweiskraft der damaligen Registrierungen eine nicht unerhebliche Einschränkung.

E. Der Vorteil der galvanometrischen Registrierung

Die Schwierigkeiten, die bei einer mechanischen Hebelübersetzung auftreten, fallen bei der schon von Galitzin hierfür verwendeten galvanometrischen Registrierung fort. Da bei der Anwendung von den gleichen Voraussetzungen wie bei Schlüter ausgegangen wurde, muß die dort versuchte indirekte Ableitung der galvanometrischen Bewegungsgleichung unter dem neuen Gesichtspunkt berichtigt werden. Für die Neigungsamplitude A und die durch das Galvanometer vergrößert wiedergegebene Winkelbewegung $(\varepsilon)_{\text{galv.}}$ wird folgende Beziehung unter den neuen Voraussetzungen abgeleitet:

$$(\varepsilon)_{\text{galv.}} = A \cdot \frac{k_g \cdot T_0}{2\pi} \cdot \left(1 + \frac{d}{\rho - d + \frac{F}{M \cdot g}} \cdot u^2 \right) \cdot \frac{u}{(1 + u^2)^2}.$$

Hierin bedeutet, außer den bereits erklärten Bezeichnungen, k_g den von Galitzin eingeführten Übertragungsfaktor und u das Verhältnis T/T_0 . Die Tabelle 2 zeigt, daß sich bereits bei einer Wahl $k_g = 100$ und $T_0 = 25$ sec die für den Nachweis erforderliche Vergrößerung erreichen läßt.

Tabelle 2. Vergrößerung bei galvanometrischer Registrierung. $k_g = 100$, $T_0 = 25$ sec

T (sec):	10	15	20	25	30	35	40
Vergrößerung	1180	1950	2380	2500	2410	2240	2020

Mit den vorliegenden Ausführungen werden die rechnerischen Vorbereitungen abgeschlossen, durch welche für die Seismik neue, instrumentell gesicherte Meßergebnisse in Aussicht gestellt werden können, falls die hierfür erforderlichen Mittel zu einer experimentellen Durchführung zur Verfügung stehen.

*) B. Galitzin: Über die Methoden zur Beobachtung von Neigungswellen. Sonderdruck, St. Petersburg 1905, S. 134—144.

**) E. Wiechert: „Das Institut für Geophysik der Universität Göttingen.“ Sonderdruck aus der Festschrift 1906. Verlag Teubner, Leipzig.

Zusammenfassung. Es wird nachgewiesen, daß die Voraussetzungen, welche von W. Schlüter den Registrierungen mit dem Klinographen zugrunde gelegt worden waren, nicht zutreffen. Der Schwerpunkt wurde nicht, wie zu fordern gewesen ist, genau in den Berührungspunkt von Schneide und Ebene, sondern ohne Berücksichtigung der Schneidenkrümmung darüber verlegt. Hierdurch traten Einflüsse der Horizontalkomponente auf, die fünf bis zehnmal größer waren als die zu erwartenden Neigungsausschläge. Da auch die Aufhängung des Spiegelsystems nicht günstig gewählt war und außerdem bei der Berechnung der Intensität der Oberflächenwellen das Azimut, bezogen auf den Kinographenbalken, nicht berücksichtigt ist, sind die Ableitungen neu durchgeführt worden. Unter Beachtung aller auf den Balken und das Spiegelsystem einwirkenden Kräfte werden die Bedingungen genau formuliert, die zu erfüllen sind, um die Boden- neigungen bei Erdbebenwellen unabhängig von Störungen mit der erforderlichen Sicherheit von etwa 0.001 Winkelsekunde zu messen. Der erbrachte Nachweis, daß die Bewegung der Seismographen hauptsächlich durch Horizontalver- schiebungen und nicht durch Neigungsänderungen verursacht wird, bleibt durch die neuen Rechnungen unberührt.

Jena, August 1935.

Verhalten der Luftdämpfung und Bestimmung des Dämpfungs- grades bei Seismographen und Erschütterungsmessern

Von **Kurt Werner**, Göttingen — (Mit 12 Abbildungen)

Ein ungedämpfter Seismograph gibt die Zeit des ersten Einsatzes einer Boden- erschütterung richtig wieder. Die Aufzeichnung des weiteren Verlaufs der Be- wegung wird dadurch beeinträchtigt, daß der Apparat seine eigene Schwingung der erzwingenden Bodenbewegung überlagert. Erst durch Einführung einer Dämpfung ist die Möglichkeit gegeben, die wahre Form der Bodenbewegung in einfacher Weise aus dem Seismogramm abzuleiten.

Das Wort „Dämpfung“ wird in mehrfachem Sinne verwendet. Um Un- klarheiten vorzubeugen, seien die verschiedenen Bedeutungen, wie sie im folgenden gebraucht werden, kurz erläutert. 1. Als physikalischer Begriff bezeichnet „Dämpfung“ in der allgemeinsten Bedeutung die Erscheinung des Abklingens einer Bewegung infolge der Energiezerstreuung im Sinne des „zweiten Hauptsatzes“. 2. Als Teil eines Instrumentes hat die Dämpfung die Aufgabe, durch wirksam geleitete Energievernichtung unerwünschte Bewegungen abzuschwächen. Ins- besondere am Registrierinstrument ist die Dämpfungsvorrichtung dazu da, Eigen- schwingungen zu unterdrücken, damit die Aufzeichnung des Bewegungsvorgangs nicht entstellt wird. 3. Mathematische Fassung findet der Dämpfungsvorgang in den Dämpfungsgliedern der Bewegungsgleichung. Diese mathematischen Aus- drücke werden mitunter kurz „Dämpfung“ genannt. 4. Für eine der Geschwindig-

keit proportionale Dämpfungskraft ist das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Maximalausschläge der freien Schwingung konstant. Dieser Quotient für aufeinanderfolgende Ausschläge nach verschiedenen Seiten, eine einfache Zahl ε , trägt in der Seismik ebenfalls den Namen Dämpfung, $\ln \varepsilon$ ist das logarithmische Dekrement. Vielfach wird auch das Verhältnis zweier Maximalamplituden nach derselben Seite als Dämpfung bezeichnet.

Im Gegensatz zur geschwindigkeitsproportionalen Dämpfung bezeichnet die Seismik als Reibung den energiezerstreuenden Vorgang der Coulombschen Reibung, wie sie besonders an der Schreibfeder, an Achsenlagern und Gelenken auftritt. Ihr Einfluß ist schädlich, weil sie kleine Bewegungen unterdrückt. Ein solcher Nachteil tritt bei der „linearen Dämpfung“ nicht auf, da sie für die Geschwindigkeit Null selbst Null wird. Außerdem hat sie vor den quadratischen und anderen Gesetzen den Vorzug, daß sie theoretisch leicht zu behandeln ist und dadurch die Deutung der Seismogramme sehr erleichtert.

Derartige Kräfte, wie sie zur Dämpfung der Eigenschwingung der Instrumente geeignet sind, entstehen 1. infolge innerer Reibung eines festen Körpers in Flüssigkeiten und Gasen, solange die Strömung laminar ist, 2. wenn die Energie verzehrt wird von Wirbelströmen in einem Leiter, welcher ein homogenes Magnetfeld schneidet. Der elektromagnetische Vorgang ist vielfach zur Konstruktion von Dämpfungen verwendet worden, er wird jedoch in dieser Arbeit weiter nicht erörtert, weil sich der zu fordernde hohe Dämpfungsgrad bei großer stationärer Pendelmasse nicht leicht ohne starke Hebelübersetzung erreichen läßt. Der Vorgang der inneren Reibung findet Anwendung in der Öl- und Luftdämpfung. Öl ist am wirksamsten, doch in seiner Wirkung quantitativ schwer erfaßbar. Die molekulare Struktur vor allem bei zähflüssigem Öl verhin dert eine zuverlässige Zähigkeitsbestimmung. Außerdem ist die starke Temperaturabhängigkeit der Zähigkeit im Gebrauch lästig.

Konstruktiv und in der Praxis als geeignet hat sich eine Luftkolbendämpfung folgender Art erwiesen (Fig.1):

Mit einer Stelle des vergrößernden Hebelsystems durch eine Führungsstange verbunden ist der Dämpferkolben D . Der Kolben besteht aus einer runden Platte von Leichtmetall mit T-förmig umgebogenem Rand. Sein Durchmesser und die Entfernung der Dämpfungseinrichtung vom Schwingungsmittelpunkt richtet sich nach der Größe der zu dämpfenden Energien. Die Kolbenstange soll sich möglichst nur in ihrer Längsrichtung bewegen. Sie durchsetzt frei die Seitenwand der im übrigen geschlossenen Dämpfungsbüchse, welche ihrerseits fest mit dem Gestell des Apparates, also dem Boden, verbunden ist. Die lichte Weite der Büchse ist wenige zehntel Millimeter größer als der Kolbendurchmesser.

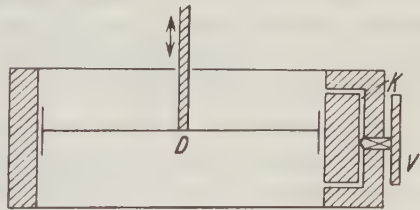


Fig. 1. Luftdämpfung schematisch

Bei Bewegung des Dämpferkolbens in der Dose vollzieht sich folgender Vorgang: In dem Raum vor dem Kolben entsteht je nach der Bewegungsrichtung ein Über- oder Unterdruck. Der Ausgleich erfolgt durch den Spalt von wenigen zehntel Millimeter zwischen Kolben und Wand und durch einen Kanal K (Fig. 1), welcher die Kammern zu beiden Seiten des Kolbens unmittelbar verbindet. Ein Drosselventil V in diesem Kanal ermöglicht es, den Widerstand, den die Luft beim Durchströmen erfährt, zu variieren. Die eintretende Druckveränderung vor dem Kolben und damit sein Widerstand erweist sich bei geringer Drosselung als der Geschwindigkeit proportional. Wenn man den Luftweg stärker verengt, wird der Druckunterschied zwischen Vorder- und Rückseite und infolgedessen die Beschleunigung der Luftteilchen zu groß. Durch starke Wirbelbildung gewinnt vermutlich ein quadratisches Dämpfungsgesetz die Oberhand.

Andererseits sind im Gebrauch starke Dämpfungen notwendig. Um bei sinusförmiger Bodenbewegung eine möglichst gleichmäßige Aufzeichnung der Amplituden für verschiedene Frequenzen zu erhalten, ist eine mittlere Dämpfung $\epsilon = 5:1$ bis $8:1$ günstig¹⁾. Koch und Zeller²⁾ untersuchen den Einfluß der Dämpfung des Seismographen auf den Einschwingvorgang bei nichtstationären Bewegungen und finden, daß in diesem Falle $\epsilon = 47:1$ am günstigsten ist. Für dieses recht hohe Dämpfungsverhältnis ist die Fälschung der ersten Amplituden am geringsten und damit ihre Reduktion auf die wahre Bodenbewegung am genauesten. Demgegenüber ist in Betracht zu ziehen, daß eine Steigerung der Dämpfung dazu führt, daß bei gleichen experimentellen Hilfsmitteln im allgemeinen weniger genau zu messen ist und andererseits erfahrungsgemäß Abweichungen vom linearen Dämpfungsgesetz auftreten. Im folgenden sollen die Grenzen gesucht werden, innerhalb derer für die Aufzeichnungen von verschiedenen Seismographen mit Luftdämpfung die Schwingungsgleichung mit linearem Dämpfungsglied anwendbar ist.

Die Beurteilung der Dämpfung durch Berechnung aus verschiedenen Bestimmungsstücken. Der Grundgedanke unseres Prüfungsverfahrens für Dämpfungsapparate besteht darin, daß wir die eine lineare Dämpfung besonders kennzeichnende Größe ϵ aus verschiedenen Bestimmungsstücken berechnen. Dabei müssen die Einzelstücke so gewählt werden, daß sie in der Messung unabhängig voneinander sind. Führt die Berechnung jedesmal zu dem gleichen Zahlenwert, dann ist die zugrunde gelegte Theorie mit großer Wahrscheinlichkeit als für den untersuchten Apparat gültig anzusehen. Man kann ϵ aus folgenden Stücken errechnen:

A. Bei freiem Ausschwingen der Masse des Seismographen.

1. Aus aufeinanderfolgenden Maximalamplituden. Ihr Quotient ist bei gleicher Dämpfung unabhängig von der Größe der Amplitude $= \epsilon$, aber um so größer, je stärker die Dämpfung ist.

2. Aus dem Verhältnis der Perioden der freien Schwingung mit und ohne Dämpfung. Mit zunehmender Dämpfung wird die Periode länger.

3. Aus der Eintrittszeit des Maximalausschlages. Durch Einschalten der Dämpfung wird die Schwingung unsymmetrisch, das Maximum verlagert sich aus der Mitte zwischen zwei Durchgängen durch die Ruhelage nach der Seite des zeitlich früheren Durchgangs hin, und zwar um so weiter, je stärker die Dämpfung ist.

B. Bei sinusförmiger Anregung des Seismographen kann ε aus dem gesetzmäßigen Zusammenhang errechnet werden, der besteht zwischen der Periode der Sinusschwingung einerseits und der Amplitudenverzerrung und Phasenverschiebung zwischen erzwingender und erzwungener Bewegung andererseits.

Für die gekennzeichneten Größen sollen folgende Bezeichnungen benutzt werden:

a_v : v te maximale Indikatoramplitude,

T_0 : Eigenperiode des Apparates ohne Dämpfung,

T : Eigenperiode des Apparates mit Dämpfung (Fig. 11),

τ : Relaxationszeit,

t_A : Zeit vom Durchgang durch die Ruhelage bis zum Maximalausschlag,

t_B : Zeit vom Maximalausschlag bis zum nächsten Durchgang durch die Ruhelage,

α : Maximale Amplitude der sinusförmigen Bodenbewegung,

a : Maximale Amplitude der Aufzeichnung der Bodenbewegung,

\mathfrak{T} : Periode der Bodenbewegung,

V : Statische Vergrößerung des Seismographen,

\bar{V} : Statische Vergrößerung des Schütteltisches,

$\mathfrak{B} = a/\alpha$ dynamische Vergrößerung des Seismographen,

δ : Phasenverschiebung,

ε : Dämpfungsverhältnis $= a_v/a_{v+1}$,

$\alpha = \frac{\ln \varepsilon}{\sqrt{\ln^2 \varepsilon + \pi^2}} = \frac{T_0}{2\pi\tau}$: Dämpfungszahl.

Diese Bestimmungsstücke unterscheiden sich hinsichtlich der Genauigkeit, mit der sie durch Messung gefunden werden. Ein Teil von ihnen, nämlich T_0 , V , α und \mathfrak{T} sind nach der Theorie unabhängig von ε und werden durch besondere Messungen mit verhältnismäßig großer Genauigkeit ermittelt. Diese Gruppe kann daher für die folgenden Betrachtungen als fehlerfrei angesehen werden gegenüber der anderen (a_v , T , t_A , t_B , \mathfrak{B} , δ), deren Werte aus den einzelnen Diagrammen bei der jeweils eingeschalteten Dämpfung mit einem Ablesefehler behaftet ausgemessen werden.

In der folgenden Zusammenstellung ist für die einzelnen Bestimmungsstücke der formelmäßige Zusammenhang mit ε angegeben. Außerdem sind durch Differentiation gewonnene Fehlergleichungen hinzugefügt.

A. ε abgeleitet aus der freien Schwingung des Seismographen.

1. ε aus dem Quotienten zweier Maximalausschläge:

$$\varepsilon = \frac{a_v}{a_{v+1}},$$

$$\frac{\Delta \varepsilon^*)}{\varepsilon} = \frac{\Delta a_v}{a_v} + \frac{\Delta a_{v+1}^{**})}{a_{v+1}} \approx \frac{\Delta a_{v+1}}{a_{v+1}}.$$

2. ε aus der Verlängerung der Periode:

$$\ln \varepsilon = \pi \frac{T}{T_0} \sqrt{1 - \left(\frac{T_0}{T}\right)^2},$$

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \pi \frac{T}{T_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{T_0}{T}\right)^2}} \cdot \frac{\Delta T}{T}.$$

3. Aus dem Quotienten $q = t_A/t_B$, der Zeit t_A bis zum Maximalausschlag und der Zeit t_B vom Maximalausschlag bis zum Ende der Halbperiode:

$$\ln \varepsilon = \pi \cdot \operatorname{ctg} \frac{\pi q^{***})}{q+1},$$

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \left(\frac{\pi}{(q+1) \sin \left(\frac{\pi q}{q+1} \right)} \right)^2 \Delta q.$$

*) „ Δ “ bedeutet stets den absoluten Fehler unabhängig vom Vorzeichen. Die einzelnen Glieder der Fehlergleichungen erhalten daher stets das positive Vorzeichen, auch wenn die Differentiation ein negatives ergibt.

**) Bei größeren Dämpfungen kann $\Delta a_v/a_v$ gegenüber $\Delta a_{v+1}/a_{v+1}$ in erster Näherung vernachlässigt werden, weil die Meßfehler Δa_v und Δa_{v+1} von der gleichen Größenordnung sind.

***) Diese Beziehung leitet sich folgendermaßen ab: Die Lösung der zugrunde liegenden Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\alpha \left(\frac{2\pi}{T_0} \right) \cdot \frac{dx}{dt} + \left(\frac{2\pi}{T_0} \right)^2 \cdot x = 0$$

lautet für $0 \leq \alpha \leq 1$:

$$x = \text{const} \cdot e^{-\alpha \cdot \frac{2\pi}{T_0} \cdot t} \cdot \sin \left(\sqrt{1 - \alpha^2} \cdot \frac{2\pi}{T_0} \cdot t \right) \quad (\text{periodischer Fall}).$$

Die Durchgänge durch die Ruhelage finden innerhalb jeder Halbschwingung statt für:

$$t = 0 \quad \text{und} \quad t = \frac{T}{2} = \frac{T_0}{2\sqrt{1 - \alpha^2}}.$$

An der Stelle des Maximalausschlages ist $t = t_A$ und

$$\frac{dx}{dt} = 0 = \text{const} \cdot e^{-\alpha \cdot \frac{2\pi}{T_0} \cdot t_A} \left[\sqrt{1 - \alpha^2} \cos \left(\sqrt{1 - \alpha^2} \cdot \frac{2\pi}{T_0} \cdot t_A \right) - \alpha \cdot \sin \left(\sqrt{1 - \alpha^2} \cdot \frac{2\pi}{T_0} \cdot t_A \right) \right].$$

worin Δq sich aus dem Fehler der Teilstücke Δt_A und Δt_B berechnet nach der Beziehung:

$$\Delta q = q(1 + q) \frac{\Delta t_A}{t_A},$$

$$\Delta q = (1 + q) \frac{\Delta t_B}{t_B}.$$

Hierbei wird $\Delta t_A = \Delta t_B$ angenommen.

Fig. 2 zeigt T_0/T und q in Abhängigkeit von der Dämpfung. Die Verteilung der ε -Werte auf der Abszissenachse wurde so gewählt, daß die Skala der sogenannten Dämpfungszahl $\alpha = \frac{\ln \varepsilon}{\sqrt{\ln^2 \varepsilon + \pi^2}}$ linear wird, wo-

bei die ε -Werte von 1 bis ∞ auf dem endlichen Abschnitt zwischen 0 und 1 untergebracht sind. Im Gebiet der Aperiodizität ($\alpha \geq 1$) verliert ε seinen Sinn.

Fig. 3 stellt die Fehlergleichungen graphisch dar. Aus ihr geht für jeden Dämpfungsgrad ε oder α hervor, bei welchen relativen Fehlern in den zu messenden Bestimmungsstücken ein bestimmter Fehler $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ zu erwarten ist; oder auch: welcher Messungsfehler zulässig ist, wenn ε auf einen bestimmten Prozentsatz $\pm \Delta \varepsilon/\varepsilon$ sicher sein

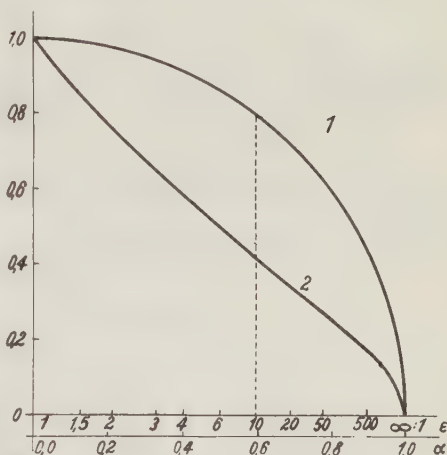


Fig. 2

1. $\frac{T_0}{T}$, 2. $q = \frac{t_A}{t_B}$ abhängig von ε und α

Hieraus ergibt sich:

$$t_A = \frac{T_0}{2\pi\sqrt{1-\alpha^2}} \arccotg\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}\right);$$

$$t_B = \frac{T_0}{2\sqrt{1-\alpha^2}} - t_A = \left[\frac{\pi}{\arccotg\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}\right)} - 1 \right] \cdot t_A;$$

$$q = \frac{t_A}{t_B} = \frac{\arccotg\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}\right)}{\pi - \arccotg\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}\right)} \quad \text{oder} \quad \alpha = \cos \frac{\pi q}{q+1}.$$

Da

$$\alpha = \frac{\ln \varepsilon}{\sqrt{\ln^2 \varepsilon + \pi^2}}$$

ist, so folgt schließlich:

$$\ln \varepsilon = \pi \cdot \cotg \frac{\pi q}{q+1}.$$

soll. Wir finden als Funktion von ε und α dargestellt die relativen Fehler $\Delta T/T$, $\Delta t_A/t_A$, $\Delta t_B/t_B$ durchweg in Einheiten von $\Delta\varepsilon/\varepsilon$.

Beispielsweise liest man aus Fig. 2 an der Stelle $\varepsilon = 10:1$ ab:

$$\frac{T_0}{T} = 0.80 \quad \text{und} \quad \frac{t_A}{t_B} = q = 0.42.$$

Aus Fig. 3 ergibt sich bei $\varepsilon = 10:1$ für einen relativen Fehler $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 10\%$:

$$\frac{\Delta T}{T} = 0.15 \cdot 10\% = 1.5\%; \quad \frac{\Delta t_A}{t_A} = 2.20\%; \quad \frac{\Delta t_B}{t_B} = 0.95\%.$$

D. h. $\Delta T/T$, $\Delta t_A/t_A$ und $\Delta t_B/t_B$ dürfen die Werte 1.5, 2.20 und 0.95% nicht überschreiten, wenn bei einem Dämpfungsverhältnis ε von ungefähr 10:1 dieses auf 10% bestimmt werden soll.

B. Ableitung von ε aus der sinusförmig erzwungenen Bewegung im stationären Zustand.

1. ε aus der dynamischen Vergrößerung (Resonanzkurve)

$$\mathfrak{B} = \frac{a}{\alpha} = V[(1 - \beta^2)^2 + 4\alpha^2\beta^2]^{-1/2}.$$

Hierin ist:

$$\beta = \frac{\mathfrak{T}}{T_0}, \quad \alpha = \frac{\ln \varepsilon}{\sqrt{\ln^2 \varepsilon + \pi^2}} \quad \text{also} \quad \ln \varepsilon = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{1 - \alpha^2}},$$

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}}{\mathfrak{B}} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \left(2\alpha\beta \frac{\mathfrak{B}}{V}\right)^2 \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \quad \text{mit} \quad \frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{(\sqrt{1 - \alpha^2})^3}{\pi \cdot \alpha} \cdot \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}.$$

Man könnte zur Bestimmung von ε bzw. α jedes beliebige $\beta = \mathfrak{T}/T_0$ aus der Resonanzkurve $\mathfrak{B} = f(\beta)$ wählen. Am genauesten läßt sich die Dämpfung ermitteln für solche Periodenverhältnisse, bei denen einer bestimmten Änderung von ε die größte Änderung von \mathfrak{B} entspricht. Aus der Bedingung, daß $\Delta\varepsilon/\Delta\mathfrak{B}$ als Funktion von β ein Extremum sein soll, finden wir die Beziehung:

$$1 + \frac{1}{\beta_0^2} - 2\beta_0^2 = 2\alpha_0^2 \quad (\text{Fig. 4}).$$

Die Größen mit dem Index „0“ entsprechen hier und im folgenden der Stelle größter Empfindlichkeit (T_0 bezeichnet weiterhin die ungedämpfte Eigenperiode). In der bekannten Schar von Resonanzkurven für verschiedene Dämpfungsstufen liegen die β_0 -Werte dort, wo der Abstand benachbarter Kurven in Richtung

der \mathfrak{B} -Achse am größten ist. Diese Punkte liegen auf der Kurve: $\frac{\mathfrak{B}_0}{V} = \frac{1}{\sqrt{3(1 - \beta_0^2)}}$

(Fig. 5), wie sich durch Elimination von α aus der Resonanzfunktion ergibt.

Für den Zusammenhang der Fehlergrößen gilt demnach im günstigsten Falle:

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}_0}{\mathfrak{B}_0} = \frac{\Delta a_0}{a_0} + \frac{\Delta \alpha_0}{\alpha_0} = \frac{(2\beta_0\alpha)^2}{3(1 - \beta_0^4)} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{(2\beta_0\alpha)^2}{3(1 - \beta_0^4)} \cdot \frac{(\sqrt{1 - \alpha^2})^3}{\pi \cdot \alpha} \cdot \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}.$$

Fig. 6 gibt die graphische Darstellung $\alpha \cdot \Delta \mathfrak{B}/\mathfrak{B}_0$ als Funktion von ε oder α in Einheiten von $\Delta \varepsilon/\varepsilon$. Die Verzerrung der Ordinate im Verhältnis $\alpha : 1$ wurde aus zeichnerischen Gründen vorgenommen, z. B. ist bei $\varepsilon = 10 : 1$

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}_0}{\mathfrak{B}_0} = \frac{0.16}{0.59} \cdot \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = 0.26 \cdot \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}.$$

2. ε aus der Phasenverschiebung δ :

$$\cotg 2\pi \cdot \frac{\delta}{\mathfrak{L}} = \frac{1}{2\alpha} \cdot \left(\beta - \frac{1}{\beta} \right),$$

$$\frac{\Delta \delta}{\delta} = \frac{2 \left(\beta - \frac{1}{\beta} \right) \cdot \Delta \alpha}{\left[\left(\beta - \frac{1}{\beta} \right)^2 + 4\alpha^2 \right] \cdot \text{arc cotg} \left[\frac{1}{2\alpha} \left(\beta - \frac{1}{\beta} \right) \right]}.$$

Die stärkste Änderung von δ bei Variation der Dämpfung tritt ein für:

$$\beta_0 - \frac{1}{\beta_0} = +2\alpha_0 \quad \text{und} \quad \beta_0'' - \frac{1}{\beta_0''} = -2\alpha_0 \quad (\text{Fig. 4, s}).$$

Durch Einführung dieser speziellen β_0 -Werte in die Phasenverzerrungsfunktion erhält man das einfache Ergebnis, daß das günstigste δ liegt bei:

$$\delta'_0 = \frac{1}{8} \mathfrak{L} \quad \text{für} \quad \beta > 1 \quad \text{und} \quad \delta''_0 = \frac{3}{8} \mathfrak{L} \quad \text{für} \quad \beta < 1 \quad (\text{Fig. 5}).$$

Relative Fehler in der Phasenbestimmung sind gegeben durch relative Fehler in der Dämpfung nach der Gleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \delta'_0}{\delta'_0} &= \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\Delta \alpha_0}{\alpha_0} \quad (\beta > 1) \\ \frac{\Delta \delta''_0}{\delta''_0} &= \frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\Delta \alpha_0}{\alpha_0} \quad (\beta < 1) \end{aligned} \quad \text{mit} \quad \frac{\Delta \alpha_0}{\alpha_0} = \frac{(\sqrt{1-\alpha_0^2})^3}{\pi \cdot \alpha_0} \cdot \frac{\Delta \varepsilon_0}{\varepsilon_0}.$$

Fig. 6 zeigt $\alpha \cdot \Delta \delta'_0/\delta'_0$ und $\alpha \cdot \Delta \delta''_0/\delta''_0$ in Einheiten von $\Delta \varepsilon/\varepsilon$ als Funktion von α bzw. ε .

Spezialisierung der Differentialformeln. Um die gewonnenen Formeln und Kurven mit Zahlenwerten auf unsere Versuche anwenden zu können, geben wir einen Überblick über die benutzten Instrumente mit ihren Konstanten. Es wurden die Luftdämpfungen an verschiedenen Typen von Seismographen untersucht:

1. An kurzperiodischen Feldapparaten, einem Horizontal- und einem Vertikal-seismographen ($T_0 = 0.2$ sec, $V = 15000$ bei einem Registrierabstand von 1 m)
2. An einem Stationsinstrument, dem Wiechertschen 17 t-Pendel ($T_0 = 1.35$ sec, $V = 12000$ bei photographischer Aufzeichnung in 1 m Abstand). Die Fig. 7, 10 und 11 zeigen Dämpfungsaufnahmen dieser drei Seismographen. Zur Registrierung wurde bei den kleinen Apparaten ein Lichtschreiber mit 60 mm Filmbreite verwendet und mit einem Filmtransport, der bei der Aufnahme der er-

zwungenen Schwingung des Horizontalapparates auf dem Schütteltisch 30 mm/sec betrug und bei der freien Schwingung des Vertikalapparates 100 mm/sec. Die Versuche mit dem 17t-Pendel erfolgten mit 150 mm Filmbreite und 30 mm/sec Filmgeschwindigkeit. Die somit gegebene Größe der Registrierfläche für die einzelnen Versuche bedingt die Genauigkeit, mit der wir die Dämpfung ermitteln können. Wir hatten uns als Ziel gesetzt, ε auf 10% genau zu bestimmen. Die notwendigen Bestimmungsstücke entnehmen wir als Strecken aus dem Diagramm. Der Ablesefehler beträgt 0.1 bis 0.2 mm. Er ist hauptsächlich bedingt durch die Strichdicke. Wir wollen zunächst den ungünstigeren Fall von 0.2 mm voraussetzen und bei $\varepsilon = 10:1$ aus den im vorigen Abschnitt gegebenen Gleichungen und Kurven Filmgeschwindigkeit und -breite ermitteln, die wir mindestens brauchen, um ε auf 10% an unseren drei Apparaten messen zu können.

Bei der freien Schwingung folgt für die Messung von $\varepsilon = a_1/a_2$ aus $\Delta\varepsilon/\varepsilon = \Delta a_2/a_2 = 1/10$, $a_2 = 2$ mm und aus $\varepsilon = 10:1$ $a_1 = 20$ mm. Das bedeutet, daß die ausgenutzte Filmbreite mindestens 22 mm betragen muß. Die kleinste notwendige Filmgeschwindigkeit ist durch den Fehler in der Zeitbestimmung gegeben. Man sieht aus Fig. 3, daß t_A für alle Dämpfungsgrade am genauesten gemessen werden muß, d. h. daß t_A die Mindestfilmgeschwindigkeit festlegt.

Für $T_0 = 0.2$ sec und $\varepsilon = 10:1$ (Feldseismograph) folgt aus Fig. 6 $\Delta t_A/t_A = 0.22$ $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 0.022$ und mit $\Delta t_A = 0.2$ mm ergibt sich für t_A der Wert 9 mm. Um t_A in Sekunden auszudrücken, findet man nach Fig. 2 $t_A = 0.42 t_B$ und $T = T_0/0.8 = 0.25$ sec. Mittels $t_A = T/2 - t_B$ ergibt sich $t_A = 0.035$ sec. Die Mindestfilmgeschwindigkeit beträgt also $9/0.035 = 260$ mm/sec.

Für die längere Periode $T_0 = 1.35$ sec ist unter den gleichen Voraussetzungen $T/2 = 0.84$ sec, $t_A = 9$ mm und damit die Geschwindigkeit 37 mm/sec.

Zur Aufnahme der erzwungenen Schwingung ist kurz zu bemerken: Schütteltisch- und Seismographenschwingung werden gleichzeitig registriert. Die Filmmitte bildet ungefähr die Ruhelage. Der Maximalausschlag des Lichtzeigers nach jeder Seite für die Schwingung des Seismographen heißt a_0 , für die des Schütteltisches $\bar{a}_0 = a_0 \cdot \bar{V}$ (\bar{V} : Zeigervergrößerung der Schütteltischbewegung). \mathfrak{B}_0/V berechnet sich aus a_0/\bar{a}_0 , wobei die statische Vergrößerung $V = V_{\text{Seism.}} : \bar{V}_{\text{Schüttelt.}}$ zu setzen ist. Der Ablesefehler an a_0 oder \bar{a}_0 je nach dem, welches das kleinere von beiden ist, bestimmt die Mindestfilmbreite. $\Delta a_0 = \Delta \bar{a}_0$ soll wiederum 0.2 mm betragen. Für $\varepsilon = 10:1$ ist $\Delta \mathfrak{B}_0/\mathfrak{B}_0 = 0.26$ $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ (Fig. 6) und $\beta_0 = 0.882$ (Fig. 4) also

$$\frac{\mathfrak{B}_0}{V} = \frac{1}{\sqrt{3 \cdot (1 - \beta_0^4)}} = 0.94.$$

Außerdem ist

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}_0}{\mathfrak{B}_0} = \frac{\Delta a_0}{a_0} + \frac{\Delta \bar{a}_0}{\bar{a}_0} = \left(1 + \frac{1}{\mathfrak{B}_0}\right) \cdot \frac{\Delta \bar{a}_0}{\bar{a}_0}.$$

Hiernach ist $\bar{a}_0 = 16$ mm, vorausgesetzt, daß $V = 1$ ist. Eine Filmbreite von $2\bar{a}_0 = 32$ mm würde in diesem Falle ausreichend sein. Bei unseren Versuchen

war die statische Vergrößerung des Schütteltisches etwa fünfmal kleiner als die des Seismographen, also $V = 5$. Die Filmbreite müßte dann 160 mm betragen.

Die Phase δ im Seismogramm ist der Zeitunterschied zugeordneter Maximalausschläge von Schütteltisch und Seismograph vermindert um die sogenannte Parallaxe, einer durch verschiedene Höhe der Lichtpunkte bedingten konstanten Zeitdifferenz zwischen beiden Schwingungsbildern. Der Ablesefehler bei der Parallaxenmessung soll unberücksichtigt bleiben. Aus $\Delta\delta_0 = 0.2$ mm läßt sich die Mindestfilmgeschwindigkeit berechnen. Nach Fig. 6 ist $\delta'_0 = \Delta\delta'_0/0.017 = 11.8$ mm. Da $\beta'_0 = \mathfrak{I}_0/T_0 = 0.58$ ist (Fig. 4₃), hat δ'_0 in Sekunden ausgedrückt den Wert $\delta'_0 = \mathfrak{I}_0/8 = 0.58 \cdot T_0/8 = 0.0145$ sec. Die Filmgeschwindigkeit müßte 800 mm/sec betragen.

Für $1 < \beta''_0 = 1.76$ (Fig. 4₂) ist $\delta''_0 = \Delta\delta''_0/0.01 = 36$ mm und $\delta''_0 = 3 \cdot \mathfrak{I}_0/8 = 3/8 \cdot 1.76 T_0 = 0.192$ sec. Demnach beträgt die Minimalgeschwindigkeit 270 mm/sec.

Die Ablaufgeschwindigkeit und die verwendete Breite des Films weichen zum Teil von den minimal geforderten ab, infolgedessen sind die erreichbaren Genauigkeiten in ε größer oder kleiner als 10 %. Die folgende Tabelle stellt für die drei

	1. $\varepsilon \left(\frac{a_1}{a_2} \right)$		2. $\varepsilon \left(\frac{a_1}{a_2} \right)$		3. $\varepsilon \left(\frac{\mathfrak{B}_0}{V} \right)$							
	5:1	10:1	5:1	10:1	5:1	10:1						
Geforderte Mindestamplitude für $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 10\%$ in mm	12.5	25	12.5	25	80	160						
Tatsächlich ausgenutzte Amplitude in mm	25	25	100	100	60	60						
Infolgedessen zu erwarten ist $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ in %	5	10	13	2.5	13	27						
	$\varepsilon \left(\frac{T_0}{T} \right)$		$\varepsilon \left(\frac{t_A}{t_B} \right)$		$\varepsilon \left(\frac{\delta'_0}{\mathfrak{I}} \right)$		$\varepsilon \left(\frac{\delta''_0}{\mathfrak{I}} \right)$					
	5:1	10:1	5:1	10:1	5:1	10:1	5:1	10:1				
Geforderte Mindestfilmgeschwindigkeit für $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 10\%$ in mm/sec. . .	130	190	210	260	20	25	33	37	420	800	140	270
Tatsächlich benutzte Filmgeschwindigkeit in mm/sec	100	100	30	30	30	30	30	30				
Infolgedessen zu erwarten ist $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ in %	13	19	21	26	7	8	11	12	140	270	47	90

1. Freie Schwingung mit kurzer Periode ($T_0 = 0.2$ sec).
2. Freie Schwingung mit längerer Periode ($T_0 = 1.35$ sec).
3. Sinusförmig erzwungene Schwingung ($T_0 = 0.2$ sec, $V = 5:1$).

untersuchten Apparate gegenüber die geforderten und die tatsächlich benutzten Transportgeschwindigkeiten und Amplituden, außerdem enthält sie die zu erwartenden Genauigkeiten in ε nach den verschiedenen Methoden, berechnet für $\varepsilon = 5:1$ und $10:1$.

Wir ersehen aus der Zusammenstellung, daß mit unsern experimentellen Voraussetzungen $\Delta \varepsilon / \varepsilon = 10\%$ durch die a_1/a_2 -Methode am leichtesten erreicht wird. Die Messung der Periodenabschnitte ist nicht so günstig. Durch beste optische Abbildung ist es möglich, den Ablesefehler auf 0.1 mm herabzudrücken und damit den relativen Fehler von ε auf die Hälfte des angegebenen Wertes zu bringen. Die größten Ansprüche an die Messung stellt ε aus t_A und t_B , aber vor der T_0/T -Methode hat diese den Vorzug, daß ihre Bestimmungsstücke innerhalb desselben Seismogramms zu finden sind, während T_0 zu seiner Messung zusätzlicher Versuche bei ausgeschalteter Dämpfung bedarf.

Bei der erzwungenen Bewegung wird δ mit der gewählten Filmgeschwindigkeit zu ungenau gemessen und muß daher als Mittel zur Dämpfungsbestimmung ausscheiden. Die Vergrößerungskurve dagegen liefert, wie die Tabelle zeigt, an der Stelle der größten Empfindlichkeit ε hinreichend genau, allerdings müssen, wie aus der folgenden Beschreibung der Experimente hervorgeht, Einschränkungen gemacht werden, weil die Luftdämpfung der Theorie nur in gewissen Grenzen genügt.

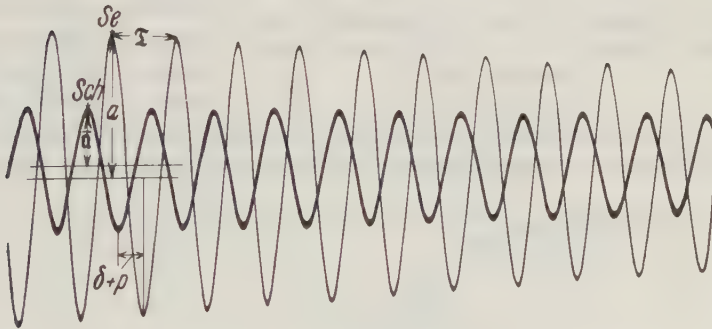


Fig. 7. Schütteltischaufnahme eines Feldseismographen

\bar{a} = Schütteltischamplitude (Sch), T = Periode
 a = Seismographenamplitude (Se), $\delta + \rho$ = Phase + Parallaxe

Experimentelle Untersuchungen von Luftdämpfungen. — a) Kurzperiodiger Feldseismograph auf dem Horizontal-Schütteltisch. Die sinusförmige Bewegung des Schütteltisches wurde hervorgerufen durch eine schwingende Blattfeder, deren Periode durch ein verschiebbares Gewichtsstück variiert wurde im Bereich von 0.05 bis 0.80 sec in Stufen von 0.1 bis 0.2 sec. Bei zwei verschiedenen Dämpfungseinstellungen am Seismographen war die dynamische Vergrößerung für mehrere Frequenzstufen zu ermitteln. Auf jeder Stufe klingt mit der Bewegung der erregenden Blattfeder die zu registrierende Schütteltischschwingung ab (Fig. 7). Auch die Ausschläge des Seismographen, welche gleichzeitig auf demselben Film registriert werden, nehmen infolgedessen ab. Bei der Auswertung stellt sich heraus,

daß die Vergrößerungsfunktion nicht, wie man es nach der Theorie erwarten müßte, unabhängig von der Größe der Erregeramplitude ist.

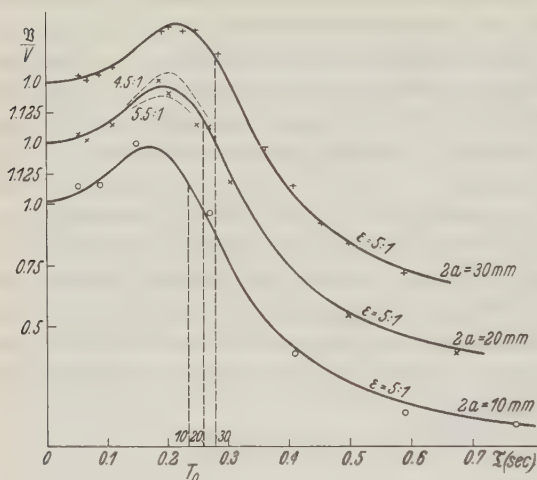


Fig. 8. Resonanzkurven des Feldseismographen bei mittlerer Dämpfung für 10, 20 und 30 mm Doppelamplitude $2a$

muß man unter verschiedenen errechneten Kurven diejenigen aussuchen, die sich den Meßpunkten am besten anpassen. Aus der Gestalt einer solchen Kurve ergibt

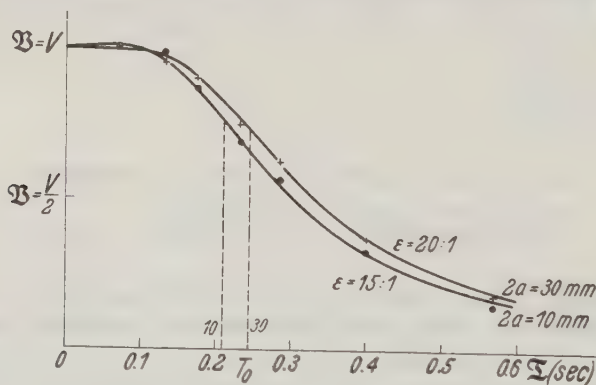


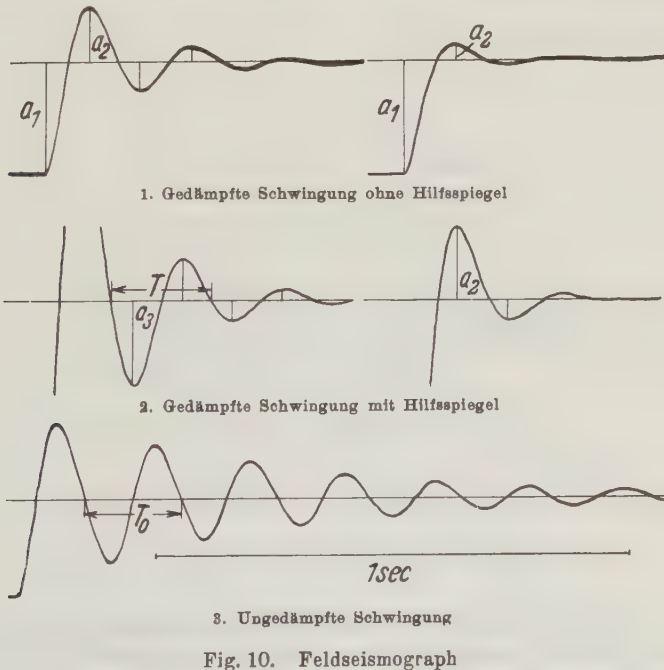
Fig. 9. Resonanzkurven des Feldseismographen bei starker Dämpfung für 10 und 30 mm Doppelamplitude $2a$

sich der Wert für die Dämpfung des untersuchten Apparates, und aus ihrer Lage im $(B/V, T)$ -System der Wert von V und T .

Die Genauigkeit, mit welcher die Dämpfung gemessen wird, läßt sich abschätzen aus der Streuung der Meßpunkte im Resonanzgebiet, dem Bereich der

man in den bei verschiedenen Frequenzen gewonnenen Diagrammen gewisse unter sich gleiche Amplituden des Schütteltisches heraus und zeichnet für jede gesondert die Resonanzkurve (Fig. 8 u. 9). Dabei ergibt sich, daß mit kleineren Ausschlägen das ganze Bild samt der Resonanzstelle nach größeren Frequenzen wandert und außerdem die Kurven im Resonanzbereich steiler werden entsprechend abnehmender Dämpfung. Um daher für jede der ausgewählten Erregeramplituden die Koeffizienten der Vergrößerungsfunktion angeben zu können,

größten Empfindlichkeit zur Bestimmung von ε . In Fig. 8 sind die Meßpunkte für die Resonanzkurve gesondert für 30, 20 und 10 mm Diagrammausschläge der erzwungenen Schwingung eingetragen. Die Punkte schmiegen sich für alle drei Amplituden am besten der Resonanzkurve für $\varepsilon = 5:1$ an. Der Streufehler ebenso, wie die Amplitudenabhängigkeit bleibt dabei innerhalb von 10%, wie sich aus dem für $\varepsilon = 4.5:1$ und $5.5:1$ errechneten Kurvenstücken ersehen läßt. Die Eigenperiode nimmt ab von 0.28 sec bei 30 mm auf 0.23 sec bei 10 mm Ausschlag. Für die stärkere Dämpfung unter sonst gleichen Verhältnissen sind aus Fig. 9 folgende Werte zu entnehmen: Bei 30 mm Ausschlag: $\varepsilon = 20:1$, $T_0 = 0.245$ sec, bei 10 mm Ausschlag $\varepsilon = 15:1$, $T_0 = 0.21$ sec. Die Eigenperiode, wie sie aus der freien Schwingung ermittelt wurde, beträgt 0.235 sec (für große Amplituden) bis 0.210 sec (für Amplituden von etwa 20 mm abwärts). Wegen dieser starken Veränderlichkeit der Dämpfung mit der Amplitude bei stärkeren Dämpfungen kann man nur bei geringen bis mittleren Dämpfungen und in einem bestimmten Amplitudenbereich eindeutig von einem Dämpfungsverhältnis ε sprechen.



b) *Freie Schwingung eines Vertikalseismographen* ($T = 0.2$ sec). Die Anregung der freien Schwingung des Seismographen kann erfolgen durch elastischen Anstoß der Masse. Hierzu ist ein Stoßfadenpendel mit einer harten Perle als Pendelmasse nützlich. Veränderung der Fallhöhe läßt die Stöße dosieren. Mehrfaches Auffallen der Kugel ist zu verhindern; deshalb ist beim vertikalen Stoß

ein Pendelfaden aus Gummi geeignet, der in zweckmäßiger Weise die Stoßenergie dämpft. Die Stoßanregung kommt den Verhältnissen im Feldgebrauch am nächsten. Man kann aber auch rein potentielle Energie zuführen durch Auflegen eines Gewichtchens. Nach dem Abheben des Zusatzgewichtes entsteht eine freie Schwingung, die bei geöffneter Dämpfung nur einen Dämpfungsrest enthält (Fig. 10). Dieser Rest entspricht einer Verlängerung von T_0 um 1 bis 2% und kann vernachlässigt werden. Ferner sinkt T_0 um 10% von 0.2 mm Amplitude abwärts bei 1 m Registrierabstand. Die Beobachtung solcher im Verhältnis zur Strichdicke geringer Auslenkungen wird ermöglicht durch ein- oder mehrmalige Reflexion des Lichtstrahles an einem festen Hilfsspiegel nach der Gauß-Poggendorffschen Methode³⁾. Auch bei der Aufnahme der gedämpften Schwingung ist das Verfahren der Mehrfachreflexion zur Vergrößerung der Amplituden benutzt worden (Fig. 10). Zu den folgenden Zahlen führt die Ermittlung der Dämpfungswerte nach den drei Methoden aus Aufnahmen der abgebildeten Art. Die Fehlerangaben sind so entstanden, daß für die zugrundeliegenden Längenmessungen Abweichungen von 0.1 mm zugelassen wurden.

1. Geringe Dämpfung:

$$\epsilon \text{ aus: } \begin{cases} \frac{T_0}{T} = 3.0 \pm 0.3, \\ \frac{t_A}{t_B} = 2.4 \pm 0.3, \\ \frac{a_{v-1}}{a_v} = 2.0 \pm 0.1. \end{cases}$$

Das gilt für Diagrammamplituden a von 25 bis 0.5 mm.

2. Stärkere Dämpfung:

$$\epsilon \text{ aus: } \begin{cases} \begin{array}{ccc} \nu = 1 & \nu = 2 & \nu = 3 \\ \frac{T_0}{T_\nu} = 4.0 \pm 0.3 & 4.8 \pm 0.3 & 5.0 \pm 0.3, \\ \frac{t_{A_\nu}}{t_{B_\nu}} = 3.8 \pm 0.3 & 3.8 \pm 0.2, \\ \frac{a_{\nu-1}}{a_\nu} = 6.1 \pm 0.2 & 3.9 \pm 0.2 & 3.5 \pm 0.6. \end{array} \end{cases}$$

Systematische Abweichung schon bei geringer Dämpfung zeigt ϵ aus T_0/T . Diese Erscheinung läßt sich dadurch erklären, daß T_0 bei eingeschalteter Dämpfung anders ist als bei geöffneter. Die Tatsache, daß bei der größeren Dämpfung die erste Amplitude wesentlich zu groß erscheint im Verhältnis zu den folgenden, deutet daraufhin, daß durch stärkere Verengung des Luftweges quadratische Dämpfungsglieder bemerkbar werden. Da aber diese Glieder von höherer Ordnung mit der Geschwindigkeit abnehmen, bleibt schließlich die der Geschwindigkeit direkt proportionale Dämpfung übrig.

c) *Freie Schwingung des Wiechertschen 17 t-Pendels* ($T_0 = 1.35$ sec). Aus den Stücken a , T_0 , T , t_A und t_B ist wieder ε in unabhängiger Weise mehrfach auszudrücken, und die Ergebnisse der drei verschiedenen Methoden sind miteinander zu vergleichen. Außer der Dämpfung wirkt bei diesem Seismographen in nicht zu vernachlässigender Weise als energieverzehrende Kraft die Coulombsche Reibung.

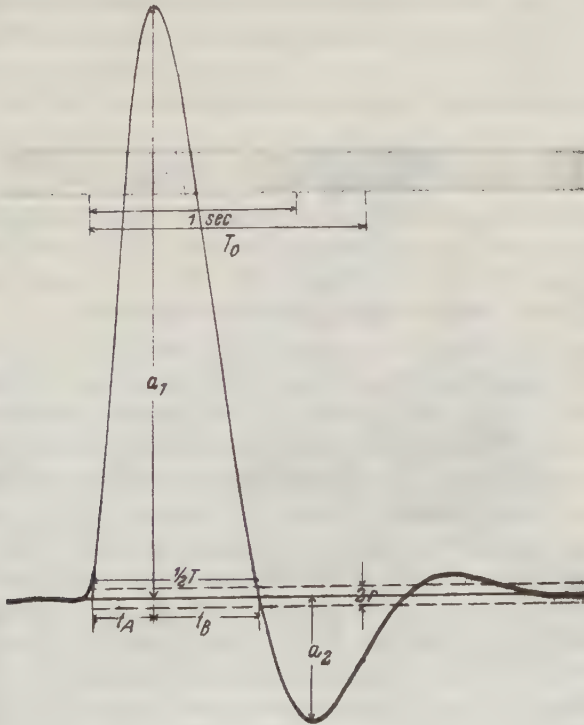


Fig. 11. 17 to-Pendel, gedämpft ($\frac{2}{3}$ der Originalgröße)

Ihr Einfluß läßt sich gesondert bestimmen und berücksichtigen. Sie entsteht zum kleineren Teil in den Gelenken des Vergrößerungsmechanismus, ein viermal größerer Anteil entspringt dem Schreibvorgang im Ruß. Dadurch, daß der letzte, der schreibende Hebelarm des Übersetzungssystems durch einen optischen Zeiger von 1 m Länge ersetzt wurde, ist der Hauptanteil der Reibung beseitigt und dazu die statische Vergrößerung etwa versechsfacht, so daß V rund 12000 beträgt. Als Zeitmarke dient die Schwingung einer 50 Hz. Stimmgabel. Hierdurch wird auf dem Film (Fig. 11) eine Zeitbestimmung von $\frac{1}{100}$ sec ermöglicht bei einer Registrier-

geschwindigkeit von etwa 30 mm in der Sekunde. Die Filmbreite beträgt 150 mm. Die Anregung erfolgt durch plötzliches Entfernen verschiedener, an der Masse des Seismographen angehängter Gewichtsstücke oder durch Anstoß. Die Aufnahme der freien Schwingung bei geöffneter Dämpfung an der NS-Komponente des Seismographen ergibt eine Eigenperiode $T_0 = 1.35$ sec und einen maximalen Reibungsaus Schlag $r = \pm 2$ mm (r ist die gedachte Verschiebung der Ruhelage entgegen der Bewegungsrichtung, wie sie durch eine konstante Kraft von der Größe der Ruhreibung hervorgerufen würde). Die gedämpfte Schwingung wurde bei stufenweise veränderter Drosselung registriert und zwar auf jeder Stufe sieben- bis zehnmal.

Zu den so gewonnenen Diagrammen ist folgendes zu bemerken:

1. Die Ruhelage ist nicht immer frei von Störungen infolge äußerer seismischer Unruhe. Meist läßt sich trotzdem eine Mittellinie einzeichnen.

2. Weil der Anstoß nicht vollkommen elastisch erfolgte, setzt die Bewegung nicht mit einem scharfen Knick in der Nulllinie ein. Da aber die Schwingungsdauer lang ist gegenüber der Stoßdauer, läßt sich diese Unregelmäßigkeit im Periodeneinsatz leicht erkennen und zeichnerisch ausgleichen.

3. Bei kleinen Amplituden — in unserer Vergrößerung von etwa 20 mm ab — verändert sich die Schwingung in deutlicher Weise. Eine starke Abnahme von T bis unter den Wert von T_0 zeigt an, daß die Direktionskraft größer geworden ist. Die aus dieser neuen Schwingung ermittelten Dämpfungswerte sind natürlich mit den bei großen Amplituden gewonnenen nicht ohne weiteres vergleichbar.

4. Eine letzte Kritik bezieht sich auf die Ermittlung der gesuchten Bestimmungsstückes selber. Bei Wiederholung der Aufnahmen auf derselben Dämpfungsstufe zeigen entsprechende Periodenabschnitte sowie Amplitudenverhältnisse Abweichungen untereinander, welche größer sind als die Ausmeßgenauigkeit. Der notwendige Weg ist daher der, durch Mittelbildung zu wahrscheinlichsten Werten zu gelangen und die Abweichungen von diesen Werten zu mittleren Fehlern zu vereinigen. Es wurde aus entsprechenden Stücken in den Diagrammen

das arithmetische Mittel $[m]/n$ gebildet und sein mittlerer Fehler $\sqrt{\frac{[v \cdot v]}{n(n-1)}}$,

wobei n die Anzahl der Wiederholungen derselben Messung ist, m der jeweils gemessene Wert, v sein Unterschied gegenüber dem arithmetischen Mittel (scheinbarer Fehler des Einzelwertes). Die Reibung wurde für das Amplitudenverhältnis

berücksichtigt auf Grund der Beziehung: $\varepsilon_{\text{korr.}} = \frac{a_v - r}{a_v + 1 + r}$. Die Zeitabschnitte T ,

t_A und t_B wurden korrigiert unter Annahme einer um $r = 2$ mm jeweils der Bewegung entgegen verschobenen Nulllinie. Schließlich sind aus den verbesserten Werten mittels der bekannten Formeln für die freie Schwingung auf drei Weisen wahrscheinliche Zahlen für ε nebst ihrer Streuung berechnet worden. Die graphische Darstellung (Fig. 12) zeigt diese gemittelten ε mit ihren Fehlern für mehrere

Stufen zunehmender Drosselung. Die Endpunkte der durch die mittleren Fehler gegebenen Streuintervalle schließen eine Fehlerfläche ein, die sich nach großen Dämpfungen zu stark verbreitert. Im Bereich $\varepsilon = 2:1$ bis $\varepsilon = 6:1$ ist die Streuung verhältnismäßig gering. Die systematische Abweichung der Werte für die T_0/T -Methode findet ihre Erklärung darin, daß wiederum T_0 durch Einschaltung der Dämpfung kleiner wird. Die sonstige Übereinstimmung der nach den drei Methoden gewonnenen ε -Werte bestätigt somit für ε kleiner als etwa 6:1 die Gültigkeit des theoretischen Dämpfungsgesetzes.

Die Untersuchung der verschiedenen Luftdämpfungen führt zu dem Ergebnis, daß für geringe bis mittlere Dämpfungen von etwa 5:1 der dämpfende Widerstand im wesentlichen der Geschwindigkeit proportional ist. Darüber hinaus treten

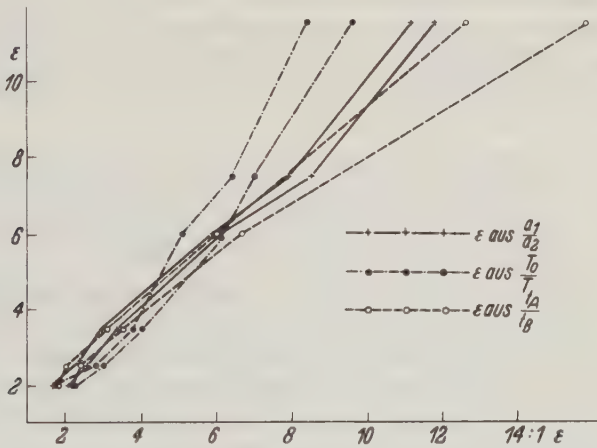


Fig. 12. Dämpfungswerte ε mit Fehlerstreuung nach den drei Methoden aus der freien Schwingung des 17 to-Pendels in Abhängigkeit von den aus den drei Methoden gemittelten ε -Werten

Kräfte in Erscheinung, die von der Amplitude abhängig sind und die sich außerdem mit der Dämpfung verändern. Je stärker die Dämpfung, in um so stärkerem Maße weicht das Schwingungsbild von dem, wie es die einfache Theorie fordert, in folgender Weise ab: Bei freier Schwingung nimmt der Quotient zweier aufeinanderfolgender Amplituden und die Periode nach kleineren Ausschlägen hin ab. Bei sinusförmiger Anregung verlagert sich mit kleineren Amplituden die Stelle, an der $\mathfrak{Z} = T_0$ ist, nach höheren Frequenzen, und die Resonanz wird steiler. Bei beiden Bewegungsformen verhält sich der Apparat so, als ob die Direktionskraft größer und die Dämpfungskraft geringer wird. Da die Strömung innerhalb der Dämpfungsdose sehr verwickelt ist, läßt sich über den Ursprung und den zahlenmäßigen Anteil dieser zusätzlichen Kräfte nichts Sicheres aussagen.

Zusammenfassung. 1. Der Begriff „Dämpfung“ in der Seismik wird erläutert und die Wirkungsweise der Luftdämpfungsvorrichtung beschrieben an zwei

Typen von Seismographen (Feldseismograph, Masse 6 kg, Eigenfrequenz 5 Hz.; Stationsinstrument, Masse 17000 kg Eigenfrequenz 0.8 Hz.).

2. Es wird untersucht, wie weit der dämpfende Widerstand proportional der Indikatorgeschwindigkeit ist. Dazu wird das Dämpfungsverhältnis ε gemäß der Theorie aus verschiedenen, in der Messung unabhängigen Bestimmungsstücken ermittelt. A. Für die freie Schwingung: 1. aus aufeinanderfolgenden Maximalamplituden: a_v/a_{v+1} -Methode, 2. aus der Periodenverlängerung: T_0/T -Methode, 3. aus der Unsymmetrie der Halbschwingung bezüglich der Zeit des Maximalausschlages: t_A/t_B -Methode. B. Für sinusförmig erzwungene Schwingung im stationären Zustand: 1. aus der Resonanzkurve, 2. aus der Phasenverschiebungskurve.

3. Es werden die Bedingungen errechnet, die an die Registrierapparatur zu stellen sind, um ε auf 10 % genau zu erhalten. Dadurch wird die Brauchbarkeit der verschiedenen Methoden geprüft. (Für die Verfahren unter B. wird ein von ε abhängiges Periodenverhältnis \mathfrak{T}/T_0 gefunden, für welches ε am genauesten zu bestimmen ist.)

4. Für Instrumente mit kurzer Eigenperiode ist die a_v/a_{v+1} -Methode die brauchbarste; für langperiodige Seismographen führt die t_A/t_B - und die T_0/T -Methode ebenso leicht zum Ziel. Bei dem Resonanzverfahren ist die Phasenmethode der Amplitudenmethode bei weitem unterlegen.

5. Die Anwendung der Theorie auf die experimentell gewonnenen Kurven für die beiden Bewegungsformen ergibt, daß bis etwa $\varepsilon = 6:1$ die verschiedenen Verfahren innerhalb 10 % zu dem gleichen Dämpfungswert führen. Bis zu dieser Grenze ist also die Dämpfungskraft sicher als geschwindigkeitsproportional anzusehen. Für größere Dämpfungen, die z. B. für technische Erschütterungsmesser gefordert werden, treten erhebliche Abweichungen auf.

Die Arbeit wurde im Geophysikalischen Institut zu Göttingen ausgeführt. Die Anregung dazu verdanke ich Herrn Professor Angenheister. Für mancherlei Ratschläge bin ich Herrn Dr. R. Köhler und Herrn Dr. H. Jung zu Dank verpflichtet.

Literatur

- ¹⁾ E. Wiechert: Theorie der automatischen Seismographen, S. 79—83. Berlin 1903.
- ²⁾ H. W. Koch u. W. Zeller: Die Genauigkeit von seismographischen Messungen nicht stationärer Zustände. Zeitschr. f. techn. Phys. 1933.
- ³⁾ L. Geiger: Steigerung der Empfindlichkeit bei der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode. Phys. Zeitschr. 1911.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juni 1935.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XIX. Über die Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung

Von **Gustav-Adolf Schulze**, Göttingen — (Mit 10 Abbildungen)

Es wird eine Methode gegeben die Fortpflanzungsgeschwindigkeit künstlich erregter, sinusförmiger Bodenbewegungen zu messen. Für oberen Muschelkalk ergab sich bei der Frequenz 3 Hertz 1350 m/sec. Die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Frequenz wurde untersucht. Frequenzänderungen der Bodenschwingungen beim Anlaufen einer Maschine erzeugen in einiger Entfernung Schwebungen. Diese werden erklärt durch das Zusammentreffen von Wellen verschiedener Perioden, die auf zwei verschiedenen Wegen mit verschiedener Laufzeit gelaufen sind. Aus diesen Messungen läßt sich die Dicke der obersten Schicht berechnen.

Bei dem seismischen Aufschlußverfahren werden Sprengungen in verschiedenen Entfernungen beobachtet. Aus den beobachteten Laufzeiten kann die Schichtung des Untergrundes erschlossen werden. Dagegen lassen sich aus der Form des Schwingungsbildes bisher nur schwer Rückschlüsse auf das durchlaufene Gebiet ziehen, da sich die Seismogramme von Sprengungen in verwickelter Weise aus Stößen und sinusförmigen Schwingungen der verschiedensten Frequenzen zusammensetzen, von Ort zu Ort ändern und daher schwer deutbar sind. Die Gesetzmäßigkeiten, nach denen sich Amplituden und Frequenzen der Bodenerschütterungen bei der Ausbreitung ändern, lassen sich viel einfacher untersuchen, wenn man das Verhalten des Bodens bei sinusförmigen Schwingungen kennt. Aus diesen Gründen sind in den letzten Jahren, insbesondere in einer Zusammenarbeit zwischen der deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik an der Technischen Hochschule Berlin (Degebo) und dem Geophysikalischen Institut in Göttingen systematische Untersuchungen über die Ausbreitung von Maschinenschwingungen für die verschiedensten Böden durchgeführt worden¹⁾ bis ⁵⁾, siehe auch ⁶⁾ und ⁷⁾. Der erste Teil dieser Arbeit behandelt die Ausbreitung von stationären sinusförmigen Bodenschwingungen (konstante Frequenz und Amplitude), der zweite Teil die Ausbreitung von nicht stationären sinusförmigen Bodenschwingungen (sinkende oder steigende Frequenz und Amplitude). Das Material des zweiten Teiles wurde in der oben erwähnten Zusammenarbeit mit der Degebo gewonnen.

I. Ausbreitung stationärer Bodenschwingungen

1. Instrumentielles. Im ersten Teil wird der Frequenzbereich von 2 bis 6 Hertz benutzt. Als Sender dienten der Prüfstand 4 der Lagerversuchsabteilung und ein Kompressor des Reichsbahnausbesserungswerkes Göttingen, das in zuvorkommender Weise die Maschine zu verabredeter Zeit laufen ließ. Das Hauptziel dieses Teiles

der Arbeit war die Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei Frequenzen von 3 und 6 Hertz als Ergänzung zu Messungen mit höheren Frequenzen.

Für die Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit standen drei Horizontal-seismographen zur Verfügung und zwar: zwei transportable (H_{12} , H_{16}) und ein Stationsseismograph (H_{17} , 17-Tonnenpendel mit optischer Registriereinrichtung). Die beiden transportablen Seismographen H_{12} und H_{16} hatten eine Eigenfrequenz

von ungefähr 1.15 Hertz (Eigenperiode 0.88 sec). Ihre Vergrößerung war 30000 bei etwa 2m Lichtweg. Die Apparate waren bei den meisten Messungen mit einer Öldämpfung 8:1 gedämpft. Die Konstanten für den Stationsseismographen (H_{17}) waren: Eigenfrequenz 0.79 Hertz (Eigenperiode 1.38 sec), Vergrößerung 60000, Luftdämpfung 6:1. Alle drei Apparate sind an anderer Stelle beschrieben*).

Da die Apparate für sinusförmige Schwingungen der Frequenzen 2 bis 6 Hertz benutzt werden sollten, wurden H_{12} und H_{16} für diesen Frequenzbereich auf dem Horizontalschütteltisch⁹⁾ und¹⁰⁾ des Geophysikalischen Instituts der Universität Göttingen geprüft. Dieser besteht im wesentlichen aus einer auf

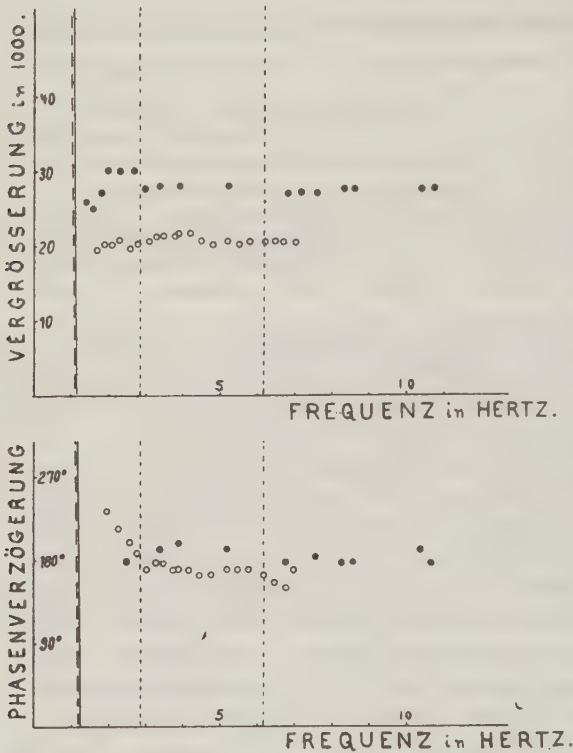


Fig. 1. Auf dem Schütteltisch ermittelte Vergrößerung (oben) und Phasenverzögerung (unten) als Funktion der Frequenz für die transportablen Seismographen H_{12} ●●● und H_{16} ○○○. Benutzter Frequenzbereich: | | Eigenfrequenz H_{12} | und H_{16} |

Kugeln gelagerten Platte, die sich mit Hilfe eines Schwungrades mit Exzenter in sinusförmige Bewegungen versetzen läßt. Die Bewegung dieser Schüttelplatte wurde gleichzeitig mit der des Seismographen aufgenommen. Die Auswertung einer solchen Messung ist in Fig. 1 wiedergegeben. Man erhält Phasenverzögerung und Vergrößerung als Funktion der Frequenz. Die experimentelle Bestimmung der Phasenverzögerung ergab 180° in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

*) Die Apparate sind beschrieben: H_{12} in 8; H_{16} in 1, 11; H_{17} in 1, 8, 12.

Die Vergrößerungskurven zeigen ungefähr den theoretischen Verlauf. Diese Eichkurven geben nur ein Beispiel für eine Eichung. Vergrößerung und Phasenverzögerung wurden vor jeder Meßreihe bestimmt.

Die eben beschriebene Methode der experimentellen Seismographeneichung ließ sich nicht für das Stationspendel H_{17t} verwenden. Um dessen Verhalten in dem benutzten Frequenzbereich zu ermitteln, wurden Vergleichsmessungen mit einem der vorher auf dem Schütteltisch geeichten Apparate gemacht. Mit Hilfe von gleichzeitigen Marken konnte die Phasenverzögerung des H_{17t} gegen H_{12} bestimmt werden. Es ergab sich für den Stationsseismographen eine Phasenverzögerung von 144° gegenüber der Bodenbewegung. Nach den Konstanten des H_{17t} war für diesen Frequenzbereich der theoretische Wert von etwa 155° zu erwarten.

2. *Versuchsanordnung.* Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen bei Sprengungen lassen sich durch die Ankunftszeiten eines scharfen Einsatzes der Bodenbewegung ermitteln (Laufzeitverfahren). Bei fortschreitenden stationären sinusförmigen Bodenbewegungen fehlen diese Einsätze und man muß gleiche Phasen, z. B. die Umkehrpunkte derselben fortschreitenden Welle, an den einzelnen Stationen einander zuordnen. Eine falsche Zuordnung wird vermieden, wenn die Entfernung von Station zu Station ΔE nicht mehr als eine Wellenlänge beträgt, deren Größe man in den nötigen Grenzen schätzen kann. Dann ist $v = \Delta E / \Delta t$, wo t die Ankunftszeit einer bestimmten Phase bedeutet. Aus diesen Messungen über kurze Entfernungen erhält man zunächst die Größenordnung der Geschwindigkeit. Kennt man diese, so kann man durch Messungen bei großem Stationsabstand die Genauigkeit heraufsetzen. Die Gefahr einer falschen Zuordnung besteht dann nicht mehr.

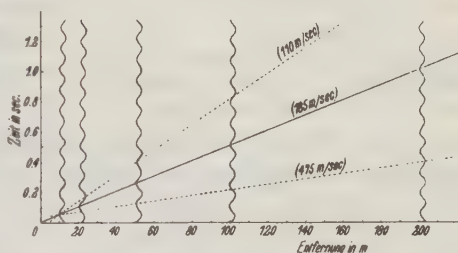


Fig. 2. Beispiel für die Eindeutigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung. Laufzeitdiagramm. Es ist nur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 185 m/sec möglich

Fig. 2 gibt ein Beispiel hierfür. Es sind für gleiche Zeiten die an den verschiedenen Stationen beobachteten Phasen in Abhängigkeit von der Entfernung der Stationen von einer Basisstation aufgetragen (Laufzeitdiagramm). Ist an sämtlichen ausgezogenen Stationen (10, 20, 50, 100 und 200 m) gemessen, so lassen sich gleiche Phasen nur durch eine Schar paralleler Geraden verbinden. Die ausgezogene Gerade gibt die richtige Geschwindigkeit von 185 m/sec an. Jede andere Gerade verbindet verschiedene Phasen miteinander. Wäre nur an den Stationen 10 und 50 m registriert, so würden bei Zuordnung zu anderen Umkehrpunkten in Station 50 m sich Geschwindigkeiten von 110 m/sec und 475 m/sec ergeben. Nimmt man die Stationen 20, 100 und 200 m mit hinzu, so sind diese beiden Geschwindigkeiten nicht mehr möglich, da die punktierten Geraden

bei diesen Stationen durch eine andere Phase als in Station 10 und 50 m gehen.

Für die Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der sinusförmigen Bodenbewegung im Untergrund des Hainbergs wurden fünf Stationen benutzt, die in einem Profil durch die Reichsbahnmaschine und den Stationsseismographen H_{17} lagen. Fig. 3 gibt eine Übersicht über die Lage der Stationen im Gelände des Geophysikalischen Instituts, das in etwa 3 km Entfernung von der Reichsbahnmaschine liegt. Mit den drei zur Verfügung stehenden Seismographen wurde gleichzeitig auf drei Stationen beobachtet. Da die Bodenbewegung in der Hauptsache in der Richtung N 20° W erfolgte, waren die Amplituden in der N—S-Komponente des Stationsseismographen H_{17} größer als in der E—W-Komponente.

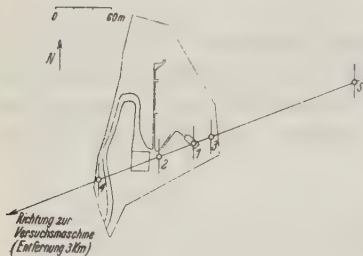


Fig. 3. Richtung zur Versuchsmaschine und Lage der Beobachtungsstationen im Gelände des Geophysikalischen Instituts Göttingen

Beobachtungsstationen und Schwingungsrichtung der Seismographen

○ Die einzelnen Stationen und die jeweils benutzten Seismographen

1. Altes Erdbebenhaus H_{17} Stationsseismograph
2. Institutshof 40 m bis Altes Erdbebenhaus H_{12}
3. Wald 30 m bis Altes Erdbebenhaus H_{16}
4. Weg 100 m bis Altes Erdbebenhaus H_{16}
5. Wiese 194 m bis Altes Erdbebenhaus H_{12}

Aus diesem Grunde wurde als Schwingungsrichtung der Seismographen bei allen Messungen N—S gewählt. Die jeweils benutzten drei Stationen waren durch Kabel verbunden und erhielten bei der Messung gleichzeitige Zeitzeichen von einer Uhr mit $\frac{1}{2}$ sec-Kontakten.

3. *Ergebnisse im homogenen Medium.* Die Differenz der Ankunftszeiten ergab die Laufzeit von Station zu Station. Die erste Messung wurde über Entfernungen von 20 m und 40 m ausgeführt. Diese Messung gab die Größenordnung der Geschwindigkeit.

Tabelle 1

Zusammenstellung der Laufzeitdifferenzen für die verschiedenen Stationspaare

Die benutzten Stationen (s. Fig. 3)	Entfernung von Station zu Station m (ΔE)	Laufzeitdifferenz sec (Δt)
1—3	20	— 0.017 \pm 0.009
1—2	40	+ 0.031 \pm 0.007
(3—2)	60	+ 0.048 \pm 0.009
1—4	100	+ 0.015 \pm 0.010
1—5	194	— 0.142 \pm 0.005

In Tabelle 1 sind die Werte mit den zugehörigen Entfernungen eingetragen. Aus der Laufzeitkurve ergibt sich eine Geschwindigkeit von 1350 m/sec (siehe Fig. 4). Diese Geschwindigkeit gilt für Schwingungen der Frequenz 3 Hertz und für den Untergrund des Hainbergs. Die zugehörige Wellenlänge beträgt 400 bis 500 m.

Die Longitudinal-Geschwindigkeit im Muschelkalk des Hainbergs ist von H. K. Müller¹³⁾ zu 8360 m/sec gemessen worden. Das Verhältnis der longitudinalen zur transversalen Geschwindigkeit beträgt in diesem Falle 2.5 : 1 gegenüber dem theoretischen Wert 1.78 : 1. Für den Göttinger Flugplatz (siehe weiter unten) beträgt die longitudinale Geschwindigkeit 2500 m/sec und die transversale Geschwindigkeit 1100 m/sec. Dieses entspricht einem Verhältnis 2.3 : 1.

Der Wert aus Station 1 und 4 fällt erheblich aus der Laufzeitkurve heraus. Die Stationen 1, 2, 3, 5 liegen unmittelbar oder sehr angenähert auf dem Muschelkalk des Hainbergs, so daß die dünne Deckschicht wohl vernachlässigt werden kann. Die Station 4 liegt unmittelbar am Steilabfall des Hainbergs. Wenige Meter westlich verläuft die erste Verwerfung, die durch den Abbruch des Leinetalgrabens entstanden ist. Macht man über die Dicke D der Deckschicht dort und die Geschwindigkeit v in ihr die wahrscheinlichen Annahmen, daß $D = 10$ m und $v = 200$ m/sec ist, so erhöht sich die Laufzeit von Station 4 nach 1 um 0.05 sec. In Fig. 4 würde dann Punkt 1.4 in die Laufzeitkurve fallen.

Bei der Messung der Geschwindigkeit wurde davon ausgegangen, daß sich die Wellen radial vom Maschinenstandort ausbreiten. Radiale Ausbreitung kann man aber nur in einem homogen geschichteten Medium annehmen. Da die Wellen bei ihrem 3000 m langem Wege durch die verschiedensten Erdschollen gelaufen sind, ist es natürlich möglich, daß die Wellenfront sich geändert hat.

Nimmt man an, daß die Wellenfront sich ändert durch das Auftreffen auf die Verwerfung, die durch den Abbruch des Leinetalgrabens entstanden ist, so läßt sich die Drehung berechnen. Aus einer geologischen Karte ergab sich ein Winkel $\alpha_1 = 25^\circ$, den der Wellenzug mit dem Einfallslot an der Verwerfung bildet. Dieser Wert wurde der Rechnung zugrunde gelegt. Eine Drehung $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ der Wellenfront kann entstehen, wenn die Wellen vor (α_1) und hinter (α_2) der Verwerfung mit den verschiedenen Geschwindigkeiten v_1 und v_2 laufen. Es ist dann $\sin \alpha_2 = \sin \alpha_1 \cdot v_2/v_1$. Die mögliche Drehung hängt also ab von den Geschwindigkeiten vor und hinter der Verwerfung und dem Winkel gegen das Einfallslot. Dieser Winkel und die Geschwindigkeit hinter der Verwerfung sind mir bekannt. Liegt eine Drehung vor, so ist die Geschwindigkeit falsch bestimmt worden. Sie ist jetzt $v = \Delta E/\Delta t \cos \Delta\alpha$. In Tabelle 2 sind für angenommene Geschwindigkeiten vor der Verwerfung die Drehung der Wellenfront und die hiernach umgerechnete Geschwindigkeit in dem Untergrund hinter der Verwerfung angegeben. Aus der Tabelle geht hervor, daß bei einer Geschwindigkeit von 1100 m/sec, wie sie an anderer Stelle im Leinetal für die Frequenz 3 Hertz

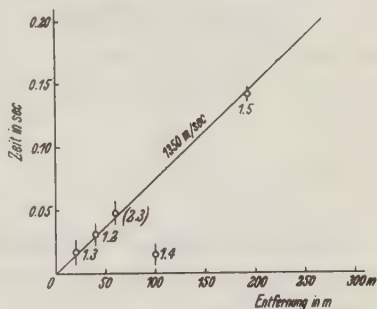


Fig. 4. Laufzeitkurve für sinusförmige Bodenbewegungen der Frequenz 3 Hertz im Untergrund des Göttinger Hainbergs (Juni 1934)

Die Zahlen unter den Meßpunkten geben die benutzten Stationen an; die Geraden den mittleren Fehler

gemessen worden ist, die Drehung nur 6^0 beträgt. Dieser Drehung entspricht eine korrigierte Geschwindigkeit von 1340 m/sec; die gemessene Geschwindigkeit von 1350 m/sec unterscheidet sich nur sehr wenig hiervon. Will man diese Frage entscheiden, so muß man gleichzeitige Messungen auf Kreisen um den Maschinenstandort machen und so die Abweichung von der radialen Ausbreitung messen.

Tabelle 2
Berechnung der Drehung der Wellenfront und der korrigierten Geschwindigkeit

Angenommene Geschwindigkeit vor der Verwerfung m/sec	Drehung der Wellenfront $\Delta \alpha$	Korrigierte Geschwindigkeit hinter der Verwerfung m/sec
1100	6.0 ⁰	1340
1000	9.2	1330
850	15.4	1300
700	23.3	1240
500	38.1	1060

Alle diese Fragen, Geschwindigkeit in dem Gelände vor der Verwerfung und Festlegung der Wellenfront vor und hinter der Verwerfung ließen sich nicht mehr nachprüfen, da die für diese Versuche benutzte Maschine nicht mehr in Betrieb genommen werden konnte.

4. *Ergebnisse im geschichteten Medium. Dispersion.* Bei früheren Messungen auf dem Göttinger Flugplatz hatte sich gezeigt, daß für einen bestimmten Frequenzbereich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit abhängig ist von der Frequenz. Diese Bodenschwingungen waren mit Hilfe einer Schwingungsmaschine der Degebo erzeugt worden. Mit dieser Maschine ließen sich aber nur Frequenzen über 6 Hertz erregen. Bei niedrigeren Frequenzen reichten die Bodendrucke nicht mehr aus und die Schwingungen waren nicht mehr sinusförmig. Da die Geschwindigkeit von 8 bis 6 Hertz noch stark zunahm, sollte versucht werden, die Grenzgeschwindigkeit (Geschwindigkeit in der unteren Schicht) durch Vervollständigung der Dispersionskurve nach niedrigen Frequenzen zu ermitteln. Als Sender stand bei diesen Messungen ein Kompressor der Reichsbahn mit den festen Frequenzen von 8 und 6 Hertz zur Verfügung. Es war nicht möglich, in kleinen Frequenzabständen von etwa $\frac{1}{2}$ Hertz von 6 zu 8 Hertz fortzuschreiten. Zuerst wurde in ungefähr 500 m Entfernung von dem Kompressor die Geschwindigkeit in der oben beschriebenen Weise ermittelt. Es ergab sich hier als Anschlußwert an den ersten Teil der Dispersionskurve für 6 Hertz eine Geschwindigkeit von 735 m/sec. Die frühere Messung mit der Schwingungsmaschine hatte für 6 Hertz 750 m/sec ergeben. Für 8 Hertz ergab die neue Messung bei 500 m Entfernung von dem Kompressor 950 m/sec. Eine weitere Messung wurde in der Nähe des Geländes gemacht, auf dem der erste Teil der Dispersionskurve aufgenommen wurde (in der Nähe des Göttinger Flugplatzes in 1400 m Abstand von dem Kompressor). Die Geschwindigkeit betrug hier für die Frequenz 8 Hertz 1130 m/sec, bei 6 Hertz wurde nicht gemessen. In Tabelle 3 sind die Werte noch einmal zusammengestellt.

Tabelle 3. Zusammenstellung der Werte für die Dispersionskurve

Maschine	Entfernung des Beobachtungsortes von der Maschine m	Frequenz Hertz	Geschwindigkeit m/sec
Schwingungs-Maschine	100	24	150
Schwingungs-Maschine	150	6	750
Reichsbahn-Maschine (Kompressor) . . .	500	6	735
Reichsbahn-Maschine „ . . .	500	3	950
Reichsbahn-Maschine „ . . .	1400	3	1130

Diese hohen Geschwindigkeiten sind keine Eigenart der niedrigen Frequenzen. Bei Königswusterhausen wurde auf moorigem Untergrund für die Frequenz 4 Hertz eine Geschwindigkeit von 96 m/sec gemessen (ungefähr die gleiche Geschwindigkeit ergab sich dort bei höheren Frequenzen). Die Geschwindigkeit ist also ein Kennzeichen für den durchlaufenen Untergrund.

Bei hohen Frequenzen sind die Wellenlängen klein und die Wellen verlaufen bei geschichtetem Untergrund ausschließlich in der oberen Schicht mit deren Geschwindigkeit. Bei zunehmender Wellenlänge greifen die Wellen mehr und mehr in die untere Schicht ein. Wellen von sehr großen Wellenlängen laufen hauptsächlich in der unteren Schicht.

Bei den Frequenzen 6 und 3 Hertz biegt die Dispersionskurve auf konstante Geschwindigkeit (siehe Fig. 5). Nimmt man diese Geschwindigkeit

$v_u = 1200 \text{ m/sec}$ für die untere Schicht, und $v_o = 150 \text{ m/sec}$ für die obere Schicht, so kann man für verschiedene Dichteverhältnisse ϱ_u/ϱ_o und verschiedene Schichtdicken Dispersionskurven berechnen^{15), 16), 17), 18), 19)}.

Es ist

$$\operatorname{tg} \frac{2 \pi h n}{v} \sqrt{\frac{v^2}{v_o^2} - 1} = \frac{\varrho_u}{\varrho_o} \cdot \frac{v_u^2}{v_o^2} \sqrt{\frac{1 - \frac{v^2}{v_u^2}}{\frac{v^2}{v_o^2} - 1}},$$

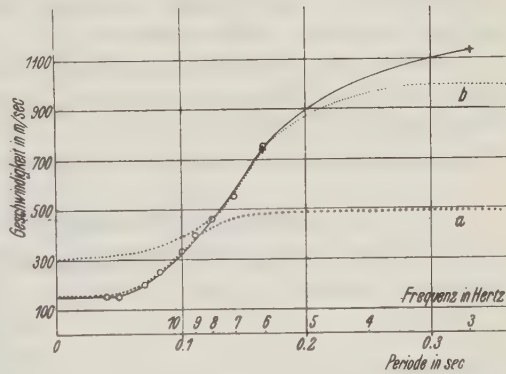


Fig. 5

Dispersionskurve, aufgenommen auf dem Göttinger Flugplatz, verglichen mit theoretischen Kurven

- ○ ○ Meßpunkte, gewonnen mit Hilfe der Schwingungs-
maschine der Deutschen Forschungsgesellschaft für
Bodenmechanik
- + + + Meßpunkte, gewonnen mit Hilfe der Reichsbahn-
Maschine
- Experimentell gefundene Kurve
- Berechnete Kurven

- a) $v_o = 150 \text{ m/sec}$; $v_u = 500 \text{ m/sec}$; $h = 3.6 \text{ m}$
- b) $v_o = 300 \text{ m/sec}$; $v_u = 1000 \text{ m/sec}$; $h = 11.4 \text{ m}$
- für a) und b) $\varrho_u/\varrho_o = 1.1$

h Schichtdicke; n Frequenz; v gemessene Geschwindigkeit. In Fig. 5 sind zum Vergleich die berechneten Kurven mitgezeichnet. Bei der Rechnung wurde angenommen, daß es sich um mehr als zwei Schichten (oder sich nach unten kontinuierlich ändernde Schichten) handelt. Man erreicht so eine Annäherung durch eine Kurve, die sich stückweise aus Dispersionskurven für je zwei Schichten zusammensetzt²⁰⁾. So wurden die punktierten Kurven a) und b) gewonnen. Diese stimmen in großen Teilen mit der gemessenen Kurve überein. Die theoretische Kurve mit einer Schichtdicke von 11.4 m kommt der gemessenen Kurve am nächsten. Beobachtet wurde mit dem Laufzeitverfahren (Sprengungen) ein Geschwindigkeitssprung in 11 m Tiefe. Eine Bohrung zeigt bei 10.6 m Tiefe sehr nassen Ton über festem, trockenem Liaston.

Eine Maschine, die bei kleineren Tourenzahlen als 3 noch die nötigen Bodenamplituden gab, stand nicht zur Verfügung. Die Kurve ließ sich daher nicht nach niedrigen Frequenzen weiter fortsetzen.

Die Frequenz der Brandungsmikroseismik liegt bei etwa $\frac{1}{5}$ Hertz, die der Hauptwellen bei Erdbeben bei $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{60}$ Hertz. Die Geschwindigkeiten dieser Wellen steigen bis etwa 4.3 km/sec^{18), 19)}. Es handelt sich bei diesen Wellen um Wellen in Schichten von viel größeren Dimensionen.

II. Ausbreitung nicht stationärer Bodenschwingungen

1. Versuchsanordnung. Die bisher beschriebenen Messungen bezogen sich auf stationäre (konstante Frequenz und Amplitude) sinusförmige Bodenschwingungen.

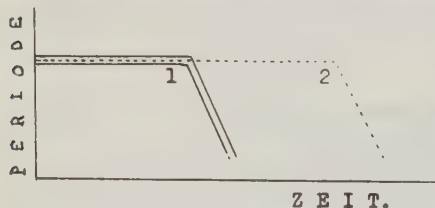


Fig. 6. Schematische Darstellung der Geschwindigkeitsmessung durch Veränderung der Periode des Senders

——— Periode des Bodens am Maschinenstandort
 - - - - - Periode des Bodens in s m Entfernung vom Sender

Die jetzt folgenden beziehen sich auf nicht stationäre Zustände, auf Bodenschwingungen steigender oder sinkender Frequenz, wie sie beim An- und Auslaufen der Schwingmaschine erzeugt werden. Hierbei sollte die Laufzeit der Wellen vom Erreger (Maschinenstandort) bis zum Beobachtungsort gemessen werden.

Die Periode des Senders (Maschine) wurde anfangs konstant gehalten und danach erst kontinuierlich geändert. In Fig. 6 sind schematisch die Perioden

des Senders und des Bodens am Beobachtungsort in s m Entfernung von der Maschine als Funktion der Zeit dargestellt. Die erste Periodenänderung am Beobachtungsort (in Fig. 6 bei 2) tritt zeitlich später auf als die am Sender (Fig. 6 bei 1). Die Zeit t von 1 bis 2 gibt die Laufzeit der Wellen für den Weg s vom Sender bis zu dem Beobachtungsort. Von dem Zeitpunkt 2 ab macht der Boden am Beobachtungsort dieselbe Periodenänderung durch wie *vorher* der Sender. Es ist dann $v = s/\Delta t$. Diese schematische Darstellung entspricht einer wirklichen Messung nur dann, wenn die Bodenbewegung am Beobachtungsort nur durch Wellen, die auf *einem* einzigen Wege gelaufen sind, bedingt wird, z. B. in einem homogenen Untergrund.

2. *Messungen im homogenen Untergrund.* Solche Geschwindigkeitsmessungen mit nicht stationären Zuständen wurden für drei Entfernungen ausgeführt. Bei diesen und den im folgenden beschriebenen Messungen wurde als Sender die bereits erwähnte Schwingmaschine der Degebo und als Empfänger ein leicht transportabler elektrischer Seismograph des Geophysikalischen Instituts benutzt. Über die Eichung dieses Seismographen wird an anderer Stelle dieser Zeitschrift berichtet. In Fig. 7 sind die Messungen in 30, 60 und 90 m Entfernung von der Maschine wiedergegeben. In dieser Figur ist angenommen, daß nur Wellen auf einem Wege zum Beobachtungsort gelangen. Gemittelte Geraden geben die Änderung der Perioden an der Maschine und den Beobachtungsorten an. Die erste Abweichung von einer konstanten Periode ist durch Pfeile angegeben. Die Abstände der Pfeile 1 und 2 sind die Laufzeiten der Wellen jeweils für die Entfernung Maschine bis Beobachtungsort (Tabelle 4).

Es zeigt sich, daß eine einheitliche Geschwindigkeit in dem Gelände nicht besteht. Ständen mehr Meßpunkte zur Verfügung, so ließen sich aus dem Laufzeitdiagramm (wie bei Sprengungen) Rückschlüsse auf den durchlaufenen Untergrund ziehen. Die gemessenen Geschwindigkeitsmittel stimmen ungefähr mit den bei konstanter Frequenz gemessenen Geschwindigkeiten überein.

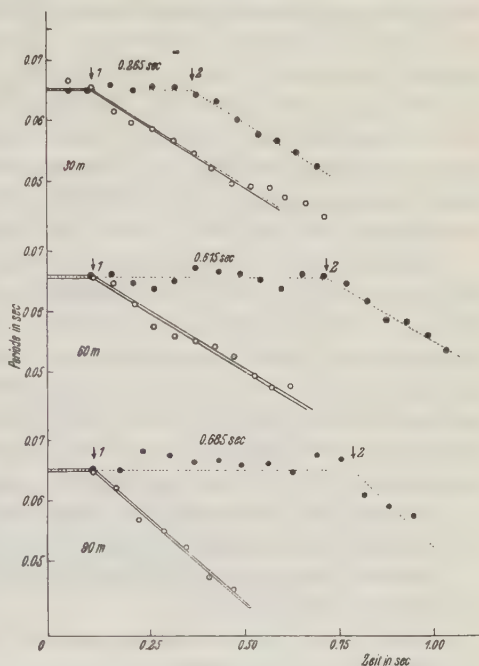


Fig. 7

Geschwindigkeitsmessungen für die Entfernung Sender—Beobachtungsort von 30, 60 und 90 m

○ ○ ○ ——— Periode des Senders an der Maschine gemessen
● ● ● Periode des Bodens am Beobachtungsort gemessen

Tabelle 4. Laufzeiten für verschiedene Entfernungen

Entfernung Sender—Beobachtungsort	Laufzeit	Geschwindigkeitsmittel
m	sec	m/sec
30	0.265	113
60	0.615	98
90	0.685	131

3. *Messungen im nicht homogenen (geschichtetem) Untergrund.* Ist der Untergrund nicht homogen, sondern geschichtet, so kommen im allgemeinen Wellen auf verschiedenen Wegen nach unterschiedlichen Laufzeiten am Beobachtungsort an.

In Fig. 8 ist eine auf geschichtetem Untergrund durchgeführte Messung wiedergegeben. In dem oberen Teil der Figur sind die Perioden des Senders und der Bodenschwingungen am Beobachtungsort in Abhängigkeit von der Zeit eingetragen. Im unteren Teil ist die Amplitude am Beobachtungsort angegeben. Die an der Maschine gemessenen Perioden sind als Kreuze gezeichnet. Die Periodenänderung der Maschine wurde durch eine besondere Einrichtung mitregistriert (s. Fig. 10). In der Periodenzeitkurve für den Beobachtungsort treten in regelmäßigen Abständen plötzliche sprunghafte Periodenänderungen auf. Diese fallen mit den Amplitudenminima der Amplitudenzeitkurve zusammen. Es treten hier also Schwebungen der Amplitude durch Überlagerung zweier Sinusschwingungen auf.

Für die folgenden Überlegungen werden zwei Sinusschwingungen konstanter Maximal-Amplitude und von benachbarter aber in sich konstanter Periode angenommen. Das entspricht nicht ganz der Versuchsanordnung, da die Maschine beim Anlaufen Schwingungen kontinuierlich sinkender Periode aussendet. Die Messungen lehren aber, daß wir mit der obigen Annahme die Vorgänge schon genügend erklären können. Das wesentliche ist eben, daß am Beobachtungsort wegen der verschiedenen Laufzeit in den beiden Schichten sich Schwingungen verschiedener Periode treffen. Wird die obige Annahme gemacht, so gilt²¹⁾:

Aus der Amplitudenzeitkurve folgt das Schwebungsintervall $T = 2.92$ sec. (Eine von den Schwebungen reicht von der Zeit 5.45 bis 7.77 sec.)

Aus der Periodenzeitkurve folgt, daß im Minimum des Schwebungsintervalls die Periode sprunghaft sinkt.

Daraus folgt, daß die Schwingung mit höherer Frequenz (kleinerer Periode) die größere Amplitude besitzt.

Dann ist die Zahl der resultierenden Wellen im Schwebungsintervall gleich der Zahl der Schwingungen mit höherer Frequenz in diesem Intervall. Es kommen innerhalb des Schwebungsintervalls 22 Wellen am Beobachtungsort an. Daraus folgt die Periode dieser Schwingungen $T_2 = 2.32/22 = 0.105$ sec.

Für reine Schwebungen gilt $T_s = \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}$. Daraus folgt

$$T_1 = \frac{T_2 T_s}{T_s - T_2} = 0.110 \text{ sec.}$$

Für die Periodenänderung $T_1 - T_2 = 0.110 - 0.105 = 0.005$ sec braucht die Maschine 1.6 sec.

Am Beobachtungsort treffen T_1 und T_2 gleichzeitig ein, also hat das vom Sender um 1.6 sec später erzeugte T_2 eine um 1.6 sec kürzere Laufzeit. Es ist also auf kürzerem Wege oder mit größerer Geschwindigkeit gelaufen. Sind t_1 und t_2 die Laufzeiten von T_1 und T_2 , so ist $t_1 - t_2 = 1.6$ sec.

Das Versuchsgelände war auch durch Schwingungsmessungen mit konstanter Sendefrequenz untersucht worden. Das Ergebnis war, daß hier zwei Schichten übereinanderliegen. Die obere Schicht I besitzt eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit für Maschinenwellen von $v_1 = 15$ m/sec, die untere Schicht II von $v_2 = 67$ m/sec. Schicht I ist sehr dünn gegenüber den benutzten Entfernungen Sender—Station,

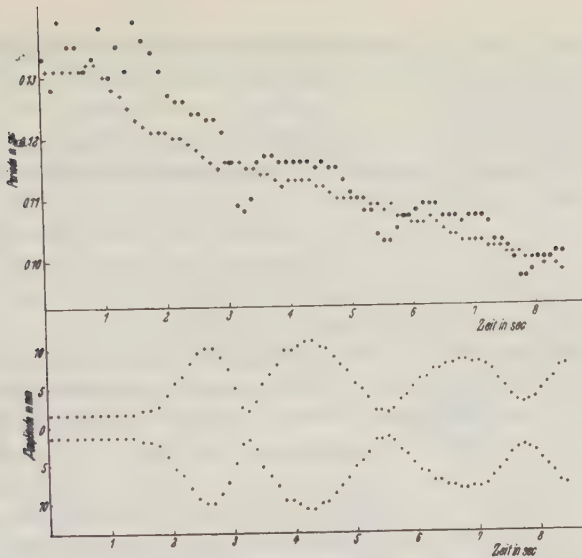


Fig. 8. Periodenzeitkurve und Amplitudenzeitkurve für eine Messung beim Anlaufen der Maschine auf zweifach geschichtetem Untergrund

+++ Periode der Maschine (Sender). ●●● Periode der Bodenbewegung am Beobachtungsort
 ●●● Amplituden am Beobachtungsort

Einen Ausschnitt der Messung 3.5 bis 4.0 sec gibt Fig. 10 wieder

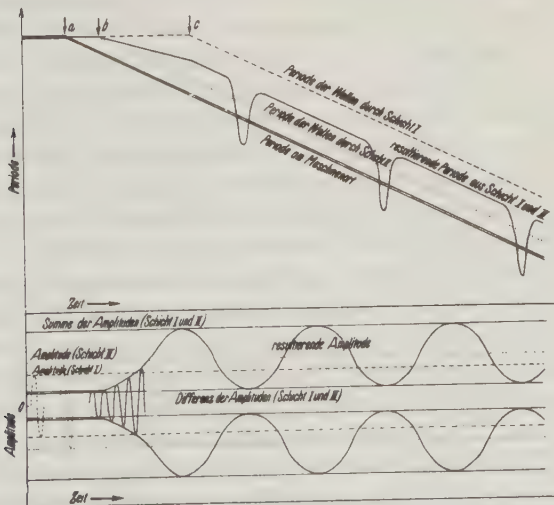


Fig. 9. Schematische Zeichnung der Messung zu Fig. 8. Die beiden Figuren unterscheiden sich nur durch die Fehlerstreuung. Periodenzeitkurve und Amplitudenzeitkurve beim Anlaufen der Maschine auf zweifach geschichtetem Untergrund

===== Periode der Maschine (Sender). Vershobene Periodenzeitkurve des Senders für die Laufzeit durch
 --- Schicht I (längere Laufzeit), Schicht II (kürzere Laufzeit). ——— Resultierende Periode
 der Bodenbewegung am Beobachtungsort. ——— Amplituden am Beobachtungsort bzw. Verbindungs-
 linie der Umkehrpunkte. Amplitude der Wellen, die durch Schicht II gelaufen sind. Am-
 plitude der Wellen, die durch Schicht I gelaufen sind

so daß die Wege Δ_1 und Δ_2 vom Sender zur Station durch Schicht I und durch Schicht II nahe gleich sind. Sind die zugehörigen Laufzeiten t_1 und t_2 , so gilt $t_1 - t_2 = \Delta_1/v_1 - \Delta_2/v_2$.

Diese Laufzeitdifferenz $t_1 - t_2$ ist oben auf andere Weise beim Anlaufen des Senders zu 1.6 sec bestimmt worden. Nimmt man $v_1 = 15$ m/sec als bekannt an, so ergibt sich für $\Delta_1 = \Delta_2 = 30$ m

$$v_2 = \frac{\Delta_2 v_1}{\Delta_1 - (t_1 - t_2) v_1} = 75 \text{ m/sec.}$$

Gemessen wurde, wie oben erwähnt, $v_2 = 67$ m/sec.

Das Amplitudenminimum (1 mm) ist gegeben durch die Differenz der beiden Teilschwingungen, das Maximum (11 mm) durch die Summe. Hieraus berechnet sich das Amplitudenverhältnis der Wellen, die auf den Wegen I und II gelaufen sind, zu 1 : 1.2. Die größeren Amplituden haben die Wellen, die durch die Schicht II gelaufen sind.

Fig. 9 soll dieselben Vorgänge beim Anlaufen der Maschine noch einmal schematisch darstellen. Es sind bei der Rechnung Laufzeiten der Wellen für die Wege durch die Schichten I und II und Amplitudenverhältnis der beiden ankommenden Wellen und die mittlere Geschwindigkeit der Periodenänderung der Maschine der wirklichen Messung (Fig. 8) entnommen. Fig. 8 und 9 unterscheiden sich also nur durch die Fehlerstreuung. Im oberen Teil der Fig. 9 sind die Perioden in Abhängigkeit von der Zeit eingetragen. Die Periodenänderung der Maschine beginnt im Zeitpunkt a . Entsprechend den Laufzeiten der Wellen durch die Schichten II (67 m/sec) und I (15 m/sec) treten die ersten Periodenänderungen dieser Wellen am Beobachtungsort erst in den Zeitpunkten b und c auf. Die kürzere Laufzeit und die größere Amplitude haben die Wellen, die durch die Schicht II mit 67 m/sec gelaufen sind (punktierte Gerade). Die gestrichelte Gerade gibt die Periode der Wellen wieder, die durch die Schicht I gelaufen sind, die ausgezogene Linie die aus den beiden Wellen resultierende Periode. Im unteren Teil der Fig. 9 ist die Amplitude am Beobachtungsort abgebildet.

In der Zeit von 0 bis b kommen am Beobachtungsort nur Wellen mit gleicher Periode an. Die Periode ist gleich der Maschinenperiode. Die Amplitude kann einen beliebigen Wert zwischen der Summe und der Differenz der beiden einzelnen Amplituden annehmen, je nach der Phasendifferenz der beiden Wellen, die an der Station gleichzeitig eintreffen. Nach dem Zeitpunkt c kommen am Beobachtungsort gleichzeitig zwei Wellen mit sehr nahe konstanter Periodendifferenz an. Zwischen diesen Wellen treten Schwebungen der Amplitude auf. Die Amplitude schwankt zwischen der Summe und der Differenz der beiden einzelnen Amplituden. Die resultierende Periode liegt zwischen den Perioden der einzelnen Wellen und zwar näher der mit der größeren Amplitude (punktierte Gerade, durch die Schicht II mit 67 m/sec). Da die Schwingung mit höherer Frequenz (kleinerer Periode) die größere Amplitude hat, tritt im Amplitudenminimum sprunghafte Periodenverkürzung auf. Die Größe des Schwebungsintervalls richtet sich nach der Periodendifferenz der beiden Teilschwingungen. Streng genommen kann man

bei den einzelnen Schwingungen innerhalb eines Schwebungsintervalls nicht von Perioden sprechen, da die Dauer jeder Schwingung auch bei konstanten Teilfrequenzen von der Dauer der benachbarten etwas verschieden ist. In Fig. 9 ist diese Änderung der Periode im Amplitudenmaximum nicht merklich.

Bei den Berechnungen mit Schwebungen wird dadurch nichts geändert, daß statt konstanter Perioden sich gleichmäßig ändernde Perioden konstanter Periodendifferenz benutzt wurden. Die schematische Zeichnung (Fig. 9) wurde graphisch berechnet.

In Fig. 10 ist ein Ausschnitt der Registrierung wiedergegeben. Es sind gleichzeitig aufgenommen die Periode an der Maschine, die Bewegung des Bodens in 30 m Entfernung von der Maschine und eine Stimmgabel 50 Hz. Bei der Maschinenperiode erhält man einen gleichmäßigen Abfall von 0.118 bis 0.113 sec. Die Periode der Bodenbewegung am Beobachtungsort hat neben der gleichmäßigen Abnahme der Periode noch eine sprunghafte auf 0.105 sec im Amplitudenminimum.

Zusammenfassung. Es wurde im Gelände des Geophysikalischen Instituts Göttingen die Geschwindigkeit im Untergrund (oberer Muschelkalk) durch Maschinenschwingung bestimmt. In 3 km von der Maschine wurden die durch sie erregten Bodenschwingungen (3 Hertz) an drei Stationen mit gleichen Zeitzeichen aufgezeichnet. Aus der Phasendifferenz ergab sich die Geschwindigkeit im oberen Muschelkalk zu 1350 m/sec.

Im Leinetal ist die Geschwindigkeit der Maschinenschwingungen im Untergrund abhängig von der Frequenz (Dispersion). Eine von Köhler und Ramspeck aufgenommene Dispersionskurve wurde durch Messung bei 3 und 6 Hertz erweitert. Die experimentell gefundene Kurve wurde mit den theoretisch berechneten Kurven verglichen, wobei angenommen wurde, daß drei Schichten mit verschiedener Geschwindigkeit vorhanden sind.

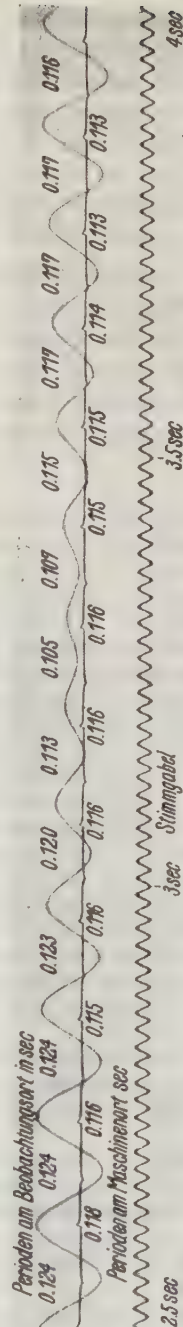


Fig. 10

Registrierung eines Schwebungsintervalles (2:1 verkl.), vgl. Fig. 8: 2.5 bis 4 sec

Die gerade Linie mit Zeitmarken ist die Aufzeichnung der Periode am Maschinenort, die zugeschriebenen Zahlen bedeuten die einzelnen Periodenlängen in sec
Bodenbewegung am Beobachtungsort. Stimmgabel 50 Hertz.

Beim Anlaufen der Maschine auf zweifach geschichtetem Boden wurden Schwebungen der Bodenschwingungen beobachtet. Denn die Energie breitet sich auf zwei Wegen (durch die obere und untere Schicht) mit den zugehörigen Geschwindigkeiten aus. Es kommen dadurch am Beobachtungsort gleichzeitig Schwingungen zweier verschiedener Frequenzen an. Aus Schwebungsintervall und der Frequenz der resultierenden Welle folgen diese beiden Teilfrequenzen. Aus dem Anlaufdiagramm der Maschine folgt die Zeit, die zu dieser Frequenzänderung benötigt wurde. Das ist die Laufzeitdifferenz der beiden Wellenzüge, aus der bei bekanntem Weg und bekannter Geschwindigkeit der oberen Schicht die der unteren folgt.

Herrn Professor Angenheister möchte ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit danken. Ebenso danke ich Herrn Dr. Köhler für manchen wertvollen Rat, sowie den Herren Dr. Ramspeck, Dr. Gerecke, Dr. Lorenz und den Mechanikern Riehn und Magerkurt für ihre Hilfe.

Die Unkosten der Arbeiten wurden zum Teil bestritten aus Mitteln, die die Notgemeinschaft dem Geophysikalischen Institut zur Verfügung stellte.

Literatur

¹⁾ R. Köhler: Eigenschwingungen des Untergrundes, ihre Anregung und ihre seismische Bedeutung. Göttinger Nachr. 1934, Bd. 1, Nr. 2.

²⁾ R. Köhler: Formen der Bodenschwingung bei sinusförmiger Anregung. Zeitschr. f. Geophys. **10**, 386—387 (1934).

³⁾ R. Köhler u. A. Ramspeck: Übertragung von Maschinenschwingungen auf Boden und Gebäude. Zeitschr. f. angew. Math. und Mech. **13**, 435 (1933); Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 512—514 (1933).

⁴⁾ A. Ramspeck: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit sinusförmiger elastischer Wellen im Boden. Zeitschr. f. Geophys. **10**, 387—388 (1934).

⁵⁾ G. Angenheister: Ausbreitung von Maschinenschwingungen im Untergrund. Forschung und Fortschritte 1934, S. 260.

⁶⁾ L. Mintrop: Über die Ausbreitung der von Massendrucken einer Großgasmaschine erzeugten Bodenschwingungen. Diss. Göttingen 1911.

⁷⁾ G. Bornitz: Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe. Berlin 1931. J. Springer.

⁸⁾ W. Hohmann: Seismometrie im Dienste der Geophysik. Jao Nachrichten.

⁹⁾ A. Ramspeck: Eine Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 71—74 (1932).

¹⁰⁾ G. Angenheister: Verwendung der Resonanzmethode bei seismischen Untersuchungen. Internationale Union für Geodasie u. Geophys. Veröff. d. Zentralbüros, Serie A, Nr. 10.

¹¹⁾ J. Brand: Ein Beitrag zum Studium der Bodenbewegungen nicht seismischen Ursprungs. Diss. Göttingen 1925.

¹²⁾ E. Wiechert: Das Institut für Geophysik der Universität Göttingen. Teubner 1906.

¹³⁾ H. K. Müller: Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **10**, 40 (1934).

¹⁴⁾ B. Brokamp u. K. Wölken: Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 163—171 (1929).

¹⁵⁾ A. E. H. Love: Some problems of geodynamics. Cambridge University Press 1911, Art. 176.

¹⁶⁾ H. Jeffreys: On the Surface Waves of Earthquakes. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Geophysical Supplement 1925, S. 280—282.

¹⁷⁾ G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1921. Seismik, Kap. 8 im Bd. VI des Handb. d. Phys. Berlin 1928.

¹⁸⁾ v. zur Mühlen: Über seismische Oberflächenwellen und ihre Beziehung zum geologischen Aufbau des eurasiatischen Kontinents. Zeitschr. f. Geophys. **10**, 26—39 (1934).

¹⁹⁾ W. Rohrbach: Über die Dispersion seismischer Oberflächenwellen. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 113 (1932).

²⁰⁾ Dean S. Carder: Seismic Surface waves and the crustal Structure of the Pacific Region. Bulletin of the Seismological Society of America Vol. 24, N. 3.

²¹⁾ W. Wien u. Harms: Handb. d. Experimentalphys. 1934, Bd. 17, Teil 1; H. Martin: Schwingungslehre § 9, Schwebungen.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, April 1935.

Die Messung der elektrischen Strömung im räumlichen Leiter

Von Joh. Nep. Hummel — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird eine Methode angegeben, die es gestattet, die Strömungsdichte im räumlichen allseits ausgedehnten Leiter mittels einer einzigen Meßoperation unmittelbar zu bestimmen.

1. *Die Bedeutung der Strömungsmessung in der Geophysik.* Die Erde mit ihrer Atmosphäre stellt für den elektrischen Strom einen meist inhomogenen und oft auch anisotropen räumlichen Leiter dar, in dem sich ein stationärer Strom nach vielen Richtungen hin unbegrenzt ausbreiten kann. An einem solchen Objekt versagen aber die meisten Methoden zur Messung der Strömungsdichte, die in der Elektrotechnik entwickelt worden sind, wo man es mit eng begrenzten oder gar linearen Leitern zu tun hat. Und doch ist gerade in der Geophysik die Bestimmung der Strömungsdichte von der größten Bedeutung. Die Kenntnis der natürlichen Erdströme wie auch die des vertikalen Stromflusses in der Atmosphäre ist für den Elektrizitätshaushalt der Erde und insbesondere für die Erklärung der negativen Erdladung grundlegend. Es soll deshalb auf zwei Verfahren hingewiesen werden, die die Ermittlung der elektrischen Strömung im räumlichen Leiter gestatten.

2. *Die Errechnung der Strömung aus Spannung und Widerstand.* Ähnlich wie bei einem linearen Leiter die Stromdichte mittels des Ohmschen Gesetzes aus Spannung und Widerstand berechnet werden kann, ist dies auch bei einem räumlich ausgedehnten Leiter mittels einer entsprechenden Beziehung angängig. Dieser Weg erfordert im allgemeinen zwei Meßoperationen, eine Spannungsmessung und eine hiervon unabhängige Widerstandsbestimmung.

Zur Widerstandsbestimmung bedient man sich vorteilhaft der Neumann-Wennerschen Methode, bei der dem Boden durch zwei Elektroden ein Strom i zugeführt und die dem Boden hierdurch aufgedrückte Spannung zwischen zwei Punkten mittels zweier Sonden gemessen wird (Fig. 1*).]. Um bei diesem Meß-

*) Vgl. z. B. J. N. Hummel: Theorie der elektrischen Methoden. Handb. d. Experimentalphys. **25**, 401—462 (1930).

verfahren von den störenden natürlichen Erdströmen unabhängig zu sein, ist entweder Wechselstrom zu verwenden oder der natürliche Spannungsabfall an den Sonden vor Vornahme der Messung zu kompensieren. Man erhält dann für den spezifischen Widerstand im unbegrenzten Körper ganz allgemein

$$\frac{1}{\sigma} \equiv \varrho = 4\pi \frac{V_2}{i} \cdot \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{s_2} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_1}}$$

wobei V_2 den künstlichen Spannungsabfall an den Sonden und r_1, r_2, s_1, s_2 die geometrischen Abmessungen der Anordnung (Fig. 1) bedeuten. Wird die Messung anstatt im unbegrenzten Medium an der Begrenzung des leitenden Halbraumes vorgenommen, also z. B. an der Erdoberfläche, so ist der Faktor 4 in der Gleichung durch den Faktor 2 zu ersetzen.

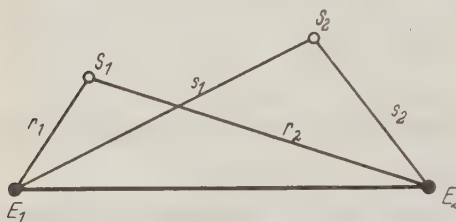


Fig. 1. Elektroden- und Sondenanordnung zur Messung der Strömungsdichte im räumlichen Leiter

Liegen nach dem Vorschlage von Wenner die Elektroden und Sonden auf einer Geraden, derart, daß jeder Punkt von dem ihm benachbarten den gleichen Abstand a besitzt, so erhält man einfacher

$$\varrho = 4\pi a \frac{V_2}{i} \quad \text{bzw.} \quad \varrho = 2\pi a \frac{V_2}{i}.$$

Nach der Ermittlung des spezifischen Widerstandes an einem Meßorte benutzt man die beiden noch im Boden steckenden Sonden der Anordnung, um mit ihnen nach Abschaltung des hineingesandten künstlichen Stromes das natürliche Spannungsgefälle im Medium zu bestimmen. Ist die natürliche Strömung im Meßgebiete homogen, so läßt sich auf sie das Ohmsche Gesetz in Anwendung bringen. Man erhält für die Strömungskomponente in Richtung der Sondenverbindung

$$J = V_1 \frac{\sigma}{b},$$

wobei V_1 der natürliche Spannungsabfall auf der Längeneinheit und b der Sondenabstand sind. Bei der Wennerschen Basisanordnung wird $b = a$.

Kombiniert man die letzte Gleichung mit der obigen, so erhält man für die Strömungsdichte in Richtung der Sondenverbindung ganz allgemein

$$J = \frac{V_1}{V_2} \cdot \frac{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{s_2} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_1}}{4\pi b} i \equiv k' \frac{V_1}{V_2} i$$

und bei Benutzung der Wennerschen Elektroden- und Sondenanordnung

$$J = \frac{1}{4\pi a^2} \cdot \frac{V_1}{V_2} i - k \frac{V_1}{V_2} i.$$

Es besteht also in jedem Falle zwischen spezifischem Widerstand, Spannung und Stromdichte Proportionalität. Der konstante Faktor, der in den Gleichungen auftritt,

$$k' = \frac{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{s_2} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_1}}{4 \pi b} \quad \text{bzw.} \quad k = \frac{1}{4 \pi a^2}$$

ist durch die Geometrie der Anordnung gegeben. Er kann berechnet oder auch experimentell bestimmt werden.

Diese Methode der Strömungsmessung ist im Prinzip von McCollum ausgearbeitet und ausführlich beschrieben worden*). Es handelt sich bei seinem Vorgehen, wie bereits erwähnt, um die räumliche Analogie zu der bei linearen Leitern möglichen Bestimmung der Stromstärke aus Spannung und Widerstand nach dem Ohmschen Gesetz.

Zu dieser Art der Strömungsermittlung sind grundsätzlich zwei Meßoperationen an jedem Ort erforderlich, eine Spannungs- und eine Widerstandsbestimmung. Diese doppelte Arbeit ist lästig und nur dort zu vermeiden, wo der spezifische Widerstand des Materials konstant oder wenigstens von vornherein bekannt ist. In diesem Falle, in dem man mit der Spannungsmessung allein auskommt, ist die Methode zu empfehlen und vielfach angewandt worden. Nun kann aber in der Geophysik, wo die spezifische Leitfähigkeit des Leiters mit dem Orte und der Zeit oft erheblich schwankt, nur selten mit einem bestimmten Wert gerechnet werden. Deshalb wäre hier eine Methode sehr erwünscht, die es gestattet, die Strömungsdichte unter allen Umständen mittels eines einzigen Versuchs unmittelbar zu messen. Im folgenden soll eine solche beschrieben werden.

3. Die unmittelbare Strömungsmessung. Verwendet wird wieder die Neumannsche Elektroden- und Sondenanordnung. Doch wird diesmal die Stärke des künstlichen Stromes, der dem Medium durch die Elektroden zugeführt wird, so bemessen, daß die Spannungsdifferenz an den Sonden gerade verschwindet. Dann kann zur Ermittlung des spannungsfreien Zustandes nunmehr ein empfindliches Galvanometer dienen, das bei völliger Kompensation keinen Ausschlag mehr zeigt. Es handelt sich also um eine Nullmethode, bei der das Integral der Stromdichte über die gesamte Weglänge zwischen den beiden Meßsonden verschwindet, anders ausgedrückt, bei der die vorher zwischen den Sonden vorhandene Strömung im Mittel gerade kompensiert wird.

Setzt man voraus, daß mittels der Sonden die Spannungsdifferenz frei von elektrochemischen Einflüssen angezeigt wird und daß sowohl das natürliche Strömungsfeld als auch die spezifische Leitfähigkeit des Materials im Meßbereich homogen sind, so kann auf diesem Wege aus dem in den Boden gesandten Strom und der Geometrie der Anordnung allein die natürliche Stromdichte unmittelbar

*) B. McCollum: Measurement of Earth Currents. Electric Railway Journ. 58, 809—813 (1921) Nr. 19; B. McCollum u. K. H. Logan: Practical applications of the earth current meter. U. S. Bur. Standards, Techn. Paper 351 (1927).

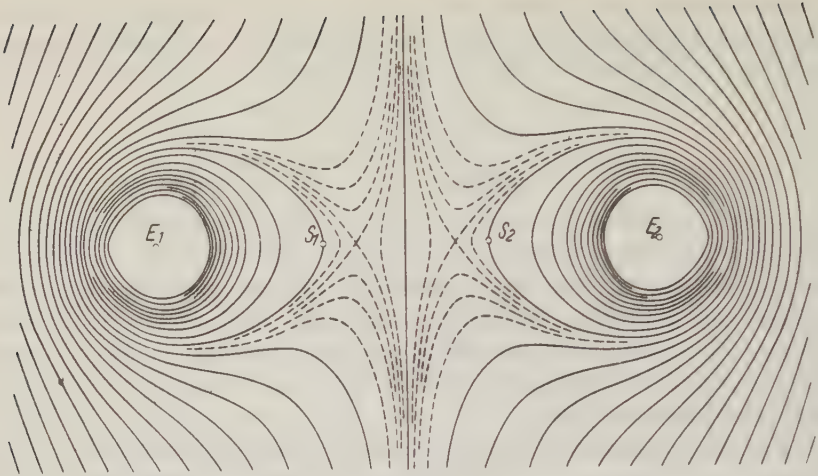


Fig. 2

Potentiallinienverlauf bei Kompensation der Strömung mittels der Wennergischen Elektroden- und Sondenordnung

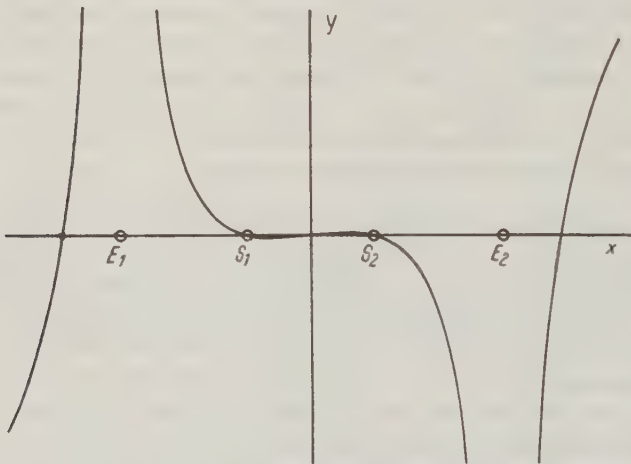


Fig. 3

Potentialabfall längs der Meßbasis bei Kompensation der Strömung mittels der Wennergischen Elektroden- und Sondenordnung

berechnet werden. Verschwindet nämlich die Spannungsdifferenz zwischen den Sonden, d. h. wird $V_2 = -V_1$, so vereinfacht sich die obige Gleichung für die Stromdichte, und man erhält

$$J = - \frac{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{s_2} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{s_1}}{4 \pi b} i \equiv -k' \cdot i.$$

Verwendet man wieder die Wennersche Elektroden- und Sondenanordnung, so erhält man einfach

$$J = - \frac{1}{4\pi a^2} i \equiv - k \cdot i.$$

Vergleicht man dieses Verfahren der Strömungsmessung mit dem oben beschriebenen, das auf Mc Collum zurückgeht, so besteht der wesentliche Unterschied darin, daß man diesmal jeweils mit einer einzigen Meßoperation auskommt.

Um eine Vorstellung von der Potentialverteilung im Falle der Kompensation zu geben, ist beistehend in Fig. 2 der Verlauf der Äquipotentiallinien an der Erdoberfläche qualitativ und in Fig. 3 der Potentialabfall längs der Basis quantitativ aufgezeichnet. Zugrunde gelegt ist beidemal die Wennersche Elektroden- und Sondenanordnung. Man erkennt aus den Figuren, daß zwar nicht überall die Strömung zwischen den Sonden verschwindet, jedoch ihr Wegintegral und damit auch die gesamte Spannungsdifferenz zwischen den Sonden.

4. Technische Bemerkungen zur Messung. Zunächst sind zwei elektrochemische Erscheinungen zu berücksichtigen, die die Meßresultate fälschen können: Die Kontaktspannungen an den Sonden und die Polarisation des Mediums, falls dieses elektrolytisch leitet, durch den hineingesandten künstlichen Strom.

Von diesen beiden Erscheinungen kann das Auftreten unerwünschter Kontaktspannungen in bekannter Weise durch die Verwendung sogenannter unpolarisierbarer Elektroden soweit herabgedrückt werden, daß erhebliche Fälschungen der Meßergebnisse nicht zu befürchten sind.

Störender und nicht so leicht zu beseitigen ist die Polarisation des elektrolytisch leitenden Untergrundes durch den hineingesandten künstlichen Strom. Denn das natürliche Strömungsfeld wird dadurch, daß durch den Boden ein künstlicher Strom gesandt wird, in seiner elektrischen Beschaffenheit verändert. Man erkennt dies am besten daran, daß nach dem Abschalten des künstlichen Stromes erhebliche Änderungen der natürlichen Strömungsverhältnisse festgestellt werden können. Es kommt zur Entstehung eines Polarisationsstromes, der auch noch Stunden nach dem Abschalten des hineingesandten Stromes beobachtet werden kann. Um etwaige Störungen durch solche Polarisationsströme nach Möglichkeit herabzusetzen, wird man bemüht sein, geringe Ströme möglichst kurzfristig in den Boden zu senden. Man steigert also, von einer geringen Stromstärke ausgehend, den Strom bis auf die notwendige Kompensationsstärke durch vorsichtiges Tasten und nimmt die Messung so schnell wie möglich vor.

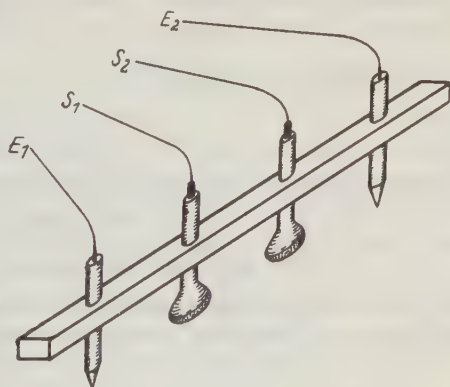


Fig. 4

Meßgerät zur unmittelbaren Bestimmung der elektrischen Strömung im räumlichen Leiter

Eine andere Möglichkeit, die störenden Wirkungen der Polarisierung zu beseitigen, besteht darin, den in den Boden hineingesandten künstlichen Strom in Abständen zu kommutieren und die Messungen nur beim Fließen des Stromes in der einen Richtung vorzunehmen.

Hinsichtlich der Montage der Elektroden- und Sondeneinrichtung ist es bei kleinem Meßgebiet empfehlenswert, die Stromführungen unverrückbar fest und isoliert voneinander durch einen Querbügel zu verbinden (Fig. 4), wodurch ein Gerät entsteht, das äußerlich einer Harke ähnelt. Mit dieser „Harke“ wird dann das Untersuchungsgebiet abgetastet.

5. *Anwendung der unmittelbaren Strömungsmessung in der reinen und angewandten Geophysik.* Die Methode ist zunächst anwendbar zur Messung der natürlichen stationären Erdströme im Untergrund, beispielsweise des vertikalen Erdstromes in der obersten Erdkruste. Allerdings wird man bei diesen schwachen Strömen im elektrolytischen Leiter gegen die störende Polarisierung des Bodens durch den hineingesandten künstlichen Strom anzukämpfen haben.

Das letzte Moment spielt keine Rolle mehr, wenn es sich darum handelt, den vertikalen Erdstrom in der Atmosphäre zu messen. Zur Herabsetzung des Übergangswiderstandes, der hier normalerweise sehr groß ist, sind vorteilhaft radioaktive Elektroden und Sonden zu verwenden.

Die Polarisierung im Untergrund fällt um so weniger ins Gewicht, je stärker die natürlichen Felder sind. Nun hat man mit vergleichsweise starken Feldern oft in Bohrlöchern infolge der Wanderung der Flüssigkeit durch das poröse Gestein zu rechnen. Da diese starken Ströme in ihrem Verlauf und ihrer Stärke durch Polarisationserscheinungen nicht erheblich verfälscht werden, zumal wenn man die Messungen entsprechend vorsichtig vornimmt, vermag die Methode der unmittelbaren Strömungsmessung hier große Bedeutung zu gewinnen.

Hannover, im Juli 1935.

Bestimmung von Schichtneigungen aus dem Emergenzstrahl bei Sprengungen

Von **Rolf Bungers**, (Göttingen — (Mit 2 Abbildungen)

Die Abweichung der Horizontalprojektion des Emergenzstrahls aus der Richtung der Sprengbasis wird durch die Neigung der refraktierenden Schicht im Untergrund erklärt. Dies wird zur Berechnung von Neigung und Einfallswinkel der Schicht verwendet.

In letzter Zeit hat man im Geophysikalischen Institut in Göttingen versucht, auch bei Sprengungen die Einsätze der seismischen Wellen in drei Komponenten zu beobachten, um über die genauere Struktur und den genaueren Verlauf der Wellen Klarheit zu gewinnen. Dies hat auch praktischen Wert. So hat H. K. Müller gezeigt*), daß dem Knick in der Laufzeitkurve, der auf dem Vorhandensein

*) Vergleich von Laufzeitkurve und Gang des Emergenzwinkels bei Sprengungen. Ztschr. f. Geophys. 11. 111 (1935).

einer dichteren Schicht im Untergrunde beruht, eine sprunghafte Änderung des Emergenzwinkels entspricht. Man hat also zwei unabhängige Methoden zur Bestimmung des Knicks.

Die bekannte Erscheinung, daß die Horizontalprojektion des Emergenzstrahles oft nicht in die Richtung der Sprengbasis fällt, läßt sich dadurch erklären, daß die refraktierende Schicht im Untergrunde geneigt ist*). Auch bei Nahbeben ist die Erscheinung beobachtet worden und läßt sich auf gleiche Weise erklären. Daß bei Fernbeben diese Abweichung im allgemeinen nicht eintritt, ist dadurch zu erklären, daß hierbei die seismische Welle viele und nach allen möglichen Richtungen geneigte Schichten durchläuft und sich dadurch die einzelnen durch Brechung an den verschiedenen Grenzflächen entstehenden Abweichungen im Mittel aufheben. Auch sind im allgemeinen die Wellenlängen bei Fernbeben groß gegen die Dicke eventuell vorhandener schräger Schichten, so daß dadurch deren Einfluß geringer ist. Freilich wird auch die immer vorhandene Inhomogenität der Gesteinsschichten eine gewisse Abweichung hervorrufen.

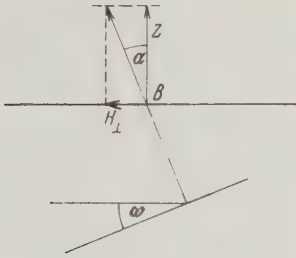


Fig. 1



Fig. 2

Im folgenden soll nun gezeigt werden, wie durch Messung in drei Komponenten Einfallswinkel und Neigung einer schrägen Schicht im Untergrunde bestimmt werden können. Die Sprengentfernung sei so groß, daß der erste Einsatz von der in der unteren Schicht laufenden longitudinalen Welle geliefert wird. Wir setzen dabei immer Homogenität der einzelnen Schichten und ebene Grenzfläche voraus. Den Winkel α zwischen Vertikalkomponente Z und der Projektion des wahren Emergenzstrahles**) auf die Ebene senkrecht zur Sprengbasis nennen wir die „Basisabweichung“ des Emergenzstrahles. Es ist dann, wenn wie üblich H_{\perp} die Horizontalkomponente senkrecht zur Sprengbasis bezeichnet,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{H_{\perp}}{Z}.$$

*) Vgl. hierzu R. Bungers: Zum Zweischichtenproblem der angewandten Seismik. Zeitschr f. Geophys. 11, 207 (1935).

**) Man hat erst aus dem gemessenen „scheinbaren“ Emergenzstrahl nach bekannter Formel den „wahren“ Emergenzstrahl zu ermitteln; dessen Komponenten sind der folgenden Betrachtung zugrunde zu legen.

Nehmen wir zunächst an, daß die Sprengbasis senkrecht zur Einfallsebene der schrägen Schicht verläuft, so ergibt sich, daß die Basisabweichung gleich dem Neigungswinkel ω der Schicht ist (Fig. 1; die Sprengbasis verläuft senkrecht zur Zeichenebene durch den Punkt B); also $\omega = \alpha$.

Verläuft nun die Sprengbasis unter einem unbekannten Winkel β gegen die Einfallsrichtung der schrägen Schicht (Fig. 2), so ist jetzt die Basisabweichung im Punkte B gleich einem „scheinbaren“ Neigungswinkel ω_1 . Dieser wird eingeschlossen von den Schnittlinien einer vertikalen Ebene durch die Gerade AB mit der Erdoberfläche und der schrägen Schicht. Durch eine ähnliche Betrachtung am sphärischen Dreieck wie in der unter *), S. 327, zitierten Arbeit erhalten wir eine Beziehung zwischen den Winkeln ω_1 , $\gamma = 90^\circ - \beta$ und dem Neigungswinkel ω , nämlich:

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\operatorname{tg} \omega_1}{\cos \gamma} = \frac{\operatorname{tg} \omega_1}{\sin \beta}.$$

Durch Sprengen auf zwei verschiedenen Basen, die unter einem bekannten Winkel gegeneinander verlaufen, erhält man somit die unbekannten Größen ω und β .

Damit hat man eine weitere, von der üblichen völlig unabhängige Methode zur Bestimmung von Einfallsrichtung und Neigungswinkel einer schrägen Schicht im Untergrund. Die Genauigkeit der Methode richtet sich natürlich ganz nach den benutzten Apparaten und nach den lokalen Verhältnissen.

Die bisher vorhandenen Beobachtungen, bei denen Sprengungen in drei Komponenten aufgezeichnet worden sind, reichen leider noch nicht hin, die abgeleitete Theorie zu bestätigen. Die beiden Arbeiten von H. K. Müller*) (Messungen auf dem Rhonegletscher und im Institutsgelände des Geophysikalischen Instituts in Göttingen) kämen hier in Frage; nur sind in beiden Fällen die beiden eingangs gemachten Voraussetzungen äußerst schlecht erfüllt. Beim Rhonegletscher ist vor allem die Voraussetzung der Homogenität nicht erfüllt. Das geht daraus hervor, daß schon die Emergenzstrahlen der nur durch Eis gelaufenen Wellen eine Basisabweichung zeigen (vgl. Fig. 1 der zitierten Arbeit). Das bedeutet, daß die Laufstrahlen im Eis keine geraden Linien sind; infolgedessen ist die obige Theorie hier nicht anwendbar.

Bei der zweiten Arbeit ist, wie aus der Krümmung der Laufzeitkurve hervorgeht, die Voraussetzung der Homogenität ebenfalls nicht erfüllt. Auch ist hier das Gelände viel zu sehr zerklüftet, als daß man von ebenen Schichten sprechen könnte.

Experimentelle Untersuchungen über das behandelte Thema sind zur Zeit im Geophysikalischen Institut Göttingen im Gange.

*) Seism. Untersuchungen des Geophys. Inst. Göttingen I und XII, Zeitschr. f. Geophys. 8, 68 (1932); 10, 40 (1934).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Oktober 1935.

Das Geophysikalische Observatorium der Universität Leipzig

Von Dr. P. Mildner, Observatorium Collm — (Mit 6 Abbildungen)

Es wird über die Gebäude, Einrichtungen und Arbeiten des Geophysikalischen Observatoriums der Universität Leipzig kurz berichtet. Die bisher vorwiegend gepflegten Arbeitsgebiete sind Seismik, Erdmagnetismus und Mikrometeorologie.

1. Vorgeschichte. In dem im Jahre 1913 gegründeten Geophysikalischen Institut der Universität Leipzig, dessen erster Direktor V. Bjerknes war, wurde anfangs in der Hauptsache theoretische Meteorologie betrieben.

R. Wenger, der zweite Direktor, war bemüht, den Aufgabenkreis des Instituts zu erweitern. Er beschaffte einige Instrumente und führte eine tägliche Wetterbesprechung ein. Von ihm wurde auch der in einem Kellerraum des Geologischen Landesamtes stehende Leipziger Seismograph übernommen. Dieser Apparat war eines der ältesten Wiechertschen Horizontalseismometer. Er war von dem Geologen H. Credner, der sich um die Erforschung der sächsischen Erdbeben, namentlich der vogtländischen Bebenschwärme, große Verdienste erworben hat, im Jahre 1902 aufgestellt worden und hat bis 1921 registriert. Bei der Übernahme durch R. Wenger erwies sich der Apparat als dringend überholungsbedürftig. Die Registrierungen wurden daher nach der Übernahme eingestellt.

Als Prof. Weickmann nach Wengers frühzeitigem Tode im Jahre 1923 das Institut übernommen hatte, wurde eine gründliche Überholung des Apparates durchgeführt. Anfang 1925 konnte der Seismograph wiederum am gleichen Platze in Betrieb gesetzt werden. Dabei zeigte sich bald, daß der Standort des Apparates inmitten der Stadt recht ungeeignet war. In den zwei Jahrzehnten seit der ersten Aufstellung des Apparates hatte die mikroseismische Bodenunruhe durch Straßenverkehr und Maschinenerschütterungen beträchtlich zugenommen, so daß feinere Einsätze in den Seismogrammen namentlich bei Tage öfter nicht zu erkennen waren⁵⁾.

Es war daher Prof. Weickmanns Bestreben, den Seismographen an einem anderen, besser geeigneten Orte aufzustellen und dort gleichzeitig für die Pflege auch anderer Arbeitsgebiete der geophysikalischen Forschung eine Stätte zu schaffen.

2. Lage des Observatoriums. Als ein für ein geophysikalisches Observatorium in jeder Beziehung geeigneter Platz wurde nach gründlicher Umschau eine Stelle vom Nordabhange des Collmberges in der Nähe von Oschatz, 50 km von Leipzig

entfernt, ausgewählt. Hier wurde in den Jahren 1931 und 1932 das Hauptgebäude erbaut und im Jahre 1934 ein Erdbebenkeller und zwei erdmagnetische Häuser.

Der Collmberg besteht aus untersilurischer Grauwacke. Das Gestein ist in den oberflächlichen Schichten in plattenförmige Bruchstücke aufgelöst. Es fällt im allgemeinen unter etwa 45° gegen S ein. Der Collmberg bildet mit 316 m Gipfelhöhe die höchste Erhebung im nordwestsächsischen Flachlande.

Das Observatorium liegt etwa 90 m unter dem Gipfel des Berges im Staatsforstrevier Hubertusburg. Der am Gebäude angebrachte Höhenbolzen hat eine

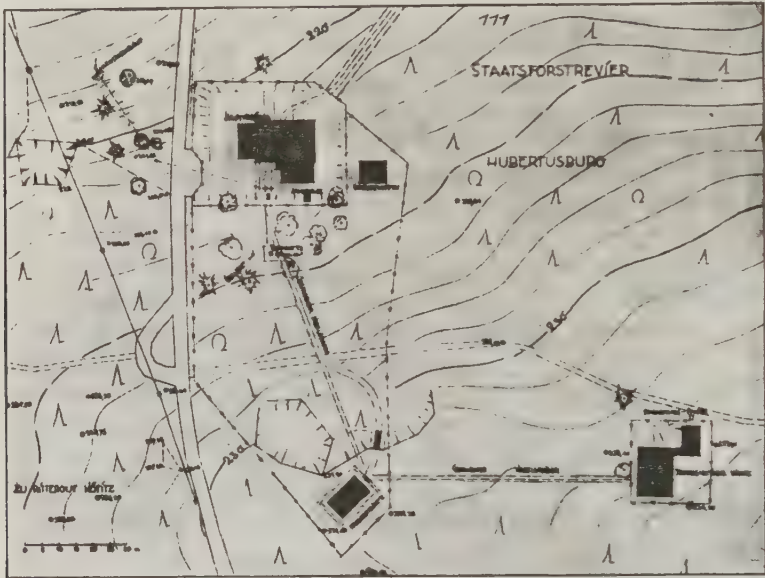


Fig. 1

Höhe von 222.723 m über NN. Die Oberkante des Turmes liegt 247.224 m über NN. Die geographischen Koordinaten des Turmpfeilers sind

$$\varphi = 51^{\circ} 18' 35.541''$$

$$\lambda = 13^{\circ} 00' 14.590'' \text{ Gr.}$$

Die Koordinaten des Deklinatorienpfeilers im magnetischen Absoluthaus sind

$$\varphi = 51^{\circ} 18' 32.946'',$$

$$\lambda = 13^{\circ} 00' 20.649''.$$

Die Lage der einzelnen Gebäude zueinander zeigt Fig. 1.

Vor Beginn des Baues ist das Gelände einer sorgfältigen geophysikalischen Untersuchung unterzogen worden. Durch Messungen, die mit je einer Schmidt'schen Feldwaage für Z und H durchgeführt worden sind, wurde festgestellt, daß in einem größeren Bereich um das Observatorium herum das erdmagnetische

Feld nahezu homogen und frei von lokalen Störungen ist. Ferner ergab eine von der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena im Sommer 1929 vorgenommene seismische Untersuchung, daß die durch den Verkehr auf der etwa 2 km entfernten Staatsstraße und der etwa $3\frac{1}{2}$ km entfernten Eisenbahnlinie Leipzig—Dresden hervorgerufenen Erschütterungen bei 12000facher Vergrößerung nicht wahrnehmbar sind, und daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen in dem in etwa 2 bis 4 m Tiefe liegenden unverwitterten Gestein etwa 3.3 km pro Sekunde beträgt. Es ergab sich zwar eine geringe Abhängigkeit dieser Fortpflanzungsgeschwindigkeit vom Azimut, die durch die Anisotropie des Gesteins zu erklären ist, doch spielen diese im kleinen Wellenbereich vorgefundenen Unterschiede keine Rolle bei der Registrierung von Erdbebenwellen, deren Wellenlänge ja im Verhältnis dazu sehr groß ist.

3. *Die Gebäude.* Das Hauptgebäude, Fig. 2, das im Oktober 1932 in Betrieb genommen wurde, enthält im Sockelgeschoß eine Werkstatt, einen Experimentierraum mit drei Pfeilern zur provisorischen Aufstellung von Instrumenten, eine Dunkelkammer mit einer Stantentwicklungsanlage, einen Akkumulatoren- und einen Laderaum, einen Registrierraum, einen Abstellraum, Waschküche und Wirtschaftskeller. Unter dem zu ebener Erde liegenden Registrierraum befindet sich ein zweiter fensterloser Raum, in dem die photographischen Registrierapparate aufgestellt sind. Ferner liegt unter dem Turm ein thermisch gut isolierter Raum zur Unterbringung der Uhren. Das Obergeschoß enthält mehrere Arbeitsräume, eine kleine Bibliothek und einen Hörsaal.

Im Dachgeschoß befinden sich die Wohnung des Mechanikermeisters, zwei kleine Schlafräume und ein Aufenthalts- und Schlafraum für Studenten.



Fig. 2

Aufnahme A. Schütz

An der Süd- und Westseite des Gebäudes befindet sich je eine Beobachtungsterrasse, die eine in Höhe des Ober-, die andere in Höhe des Dachgeschosses.

Das Treppenhaus ist als Turm ausgebaut worden. Dieser ist etwa 24 m hoch. Er enthält im oberen Teil drei kleine Arbeitsräume. Durch Öffnungen im Fußboden lassen sich die drei Turmräume miteinander und mit dem darunter befindlichen Treppenhaus verbinden, so daß ein etwa 23 m hoher Raum zur Aufhängung eines Foucaultschen Pendels bzw. zur Vornahme von Ballonsteigversuchen usw. zur Verfügung steht.



Fig 3

Aufnahme A. Schütz

Auf der Plattform des Turmes stehen zwei Instrumentensockel, außerdem schließt die Mauer ringsherum mit einer breiten Steinplatte ab, die ebenfalls zur Aufstellung von Instrumenten benutzt werden kann.

Besondere Sorgfalt ist auf eine allen wissenschaftlichen Anforderungen genügende Herstellung der Gebäude der erdmagnetischen und der Erdbebenwarte verwandt worden. Die erdmagnetische Warte besteht aus einem Absolut- und einem Variationshaus, die durch einen gedeckten Gang miteinander verbunden sind (Fig. 3).

Die beiden Häuser sind aus Holzfachwerk erbaut, das außen mit einer Schalung, innen mit 5 cm starken Torfoleum-Leichtbauplatten verkleidet ist, an die sich eine Schicht 2 cm dicker Torfoleum-„P“-Platten anschließt; das sind mit brauner Pappe überklebte Torfoleumplatten, die unmittelbar die inneren Wandflächen bilden.

Das Variationshaus besteht wie üblich aus zwei ineinandergebauten Häusern. Durch die Verwendung von Torfoleum als Baustoff ist eine weitgehende thermische

Isolierung erreicht worden. Im Variationshaus beträgt die tägliche Temperaturschwankung kaum mehr als $1/10^0$ C. Langperiodische Temperaturänderungen werden natürlich durch Vermittlung des Erdbodens auf das Gebäudeinnere übertragen.

Auch in der Erdbebenwarte (Fig. 4) ist durch reichliche Verwendung von Torfoleum eine gute thermische Isolierung erzielt worden. Die Instrumentenpfeiler sind auf gewachsenem Fels gegründet und durch einen Luftspalt gegen den Fußboden isoliert worden. Ebenso sind die Gebäudemauern durch einen Luftspalt gegen den Fußboden isoliert, so daß keine direkte Übertragung von Gebäude-



Fig. 4

Aufnahme A. Schütz

schwingungen möglich ist. In den Fußboden ist schließlich noch eine Isolierung zur Abdämpfung von Geherschütterungen eingebaut. Im Instrumentenraum befinden sich fünf Seismographensockel, in einem kleinen Vorraum ist die Berußungsanlage untergebracht.

4. Die elektrische Anlage. Der 15000-Volt-Drehstrom des Überlandnetzes wird in einer Transformatorenstation auf 400/231 Volt umgespannt und durch ein etwa 300 m langes Kabel ins Hauptgebäude geleitet. Die Gebäude werden ausschließlich elektrisch beheizt, um jede Störung von Strahlungsmessungen, luftelektrischen Messungen u. dgl. durch Rauchentwicklung auszuschließen. Auch im magnetischen Absoluthaus werden elektrische Heizplatten besonderer Konstruktion verwendet. Zur Versorgung mit Gleichstrom dienen mehrere im Akkumulatorenraum aufgestellte Batterien. Zum Laden derselben sind drei Gleichrichter und eine Lademaschine vorhanden, von der außerdem Gleichstrom

von größerer Stromstärke im Spannungsbereich von 3 bis 11, 36 und 65 bis 115 Volt entnommen werden kann.

Die Akkumulatorenbatterien liefern Spannungen von 2, 4, 6, 12 und 24 Volt. Die Registrielämpchen werden von einem 6-Volt-Strom gespeist, der entweder aus einer Batterie oder aus dem Wechselstromnetz unter Zwischenschaltung eines kleinen Transformators entnommen werden kann. Bei Störungen im Drehstromnetz schaltet ein Automat die Lämpchen auf die Gleichstromzellen um.

Die elektrischen Leitungen sind im Hauptgebäude sämtlich unter Putz in Gummirohr verlegt. Nach den Nebengebäuden führen mehrere Kabel, darunter ein induktionsfreies. Im Sockel- und Obergeschoß, im Turm und in den Nebengebäuden sind Experimentiertafeln vorhanden. Außerdem besteht auf der Versuchswiese südlich des Hauptgebäudes die Möglichkeit, sämtliche Spannungen für Arbeiten im Freien zu entnehmen.

5. *Der Zeitdienst.* In dem unter dem Turm gelegenen, auf konstanter Temperatur gehaltenen Uhrenraum befinden sich zwei Riefler-Pendeluhrn mit Kontakteinrichtung. Sie werden täglich mit Hilfe des Pariser oder Nauener Zeitzeichens geprüft. Durch den Uhrenkontakt wird ein 4-Volt-Strom geschlossen. Mit Hilfe zweier Relais wird durch diesen Strom eine 24-Volt-Batterie auf das Zeitimpulsnetz geschaltet, das die Stromimpulse in die verschiedenen Registrierräume weiterleitet. Die Minutenkontakte haben eine Dauer von 2 Sekunden, die Stundenkontakte von etwa 30 Sekunden. Die Zeitmarkierung erfolgt auf verschiedene Weise; beim Wiechertschen Seismographen durch Abheben der Schreibfedern, bei der photographischen Erdbebenregistrierung durch Verstärkung des Registrierlichtes, im erdmagnetischen Variationshaus durch Aufleuchten eines Lämpchens, das hinter den Variometern angebracht und dessen Lichtstärke so einreguliert ist, daß die Minutenmarken keine merkliche Schwärzung des photographischen Papiers ergeben, wohingegen die Stundenkontakte einen deutlichen Strich erzeugen.

6. *Die Registrieranlage.* Alle Instrumente, bei denen die Registrierung mit Hilfe elektrischer Ströme erfolgt, registrieren in den beiden Registrierräumen im Hauptgebäude. In dem oberen Raume sind die Apparate untergebracht, die auf mechanischem Wege Stromimpulse zur Aufzeichnung bringen (Davoser Frigormeter, Schalenkreuzanemometer usw.), in dem unterirdischen dunklen Raume findet die durch Spiegelgalvanometer bewirkte photographische Registrierung statt. Aus der Erdbebenwarte werden in dem induktionsfreien Kabel die Registrierströme auf die Galvanometer übertragen. Ebenso können von anderen Plätzen her (Turmplattform, Versuchswiese usw.) Ströme in diesen Raum übertragen und daselbst registriert werden.

Die benutzten Registrierapparate sind größtenteils in der Werkstatt des Observatoriums vom Mechanikermeister Schütz gebaut worden. An Stelle der kostspieligen Uhren zum Trommelantrieb sind durchweg selbstanlaufende

Synchronmotoren der AEG. verwendet worden. Sie haben den Nachteil, daß sie bei Unterbrechungen in der Stromzufuhr stehenbleiben. Erfreulicherweise tritt dieser Fall nur außerordentlich selten ein. Der Gang dieser Motoren ist von der Synchronisierung des Netzstromes abhängig, die in zufriedenstellender Weise durchgeführt wird.

Bei der seismischen Registrierung ist es nötig, den Lichtstrahl relativ zum Registrierpapier stetig zu verschieben. Bei den meisten Apparaten wird dies durch Verschiebung der Registriertrommeln bei feststehender Lichtquelle erreicht. Bei unseren Instrumenten (Fig. 5) stehen die Trommeln fest und die Beleuchtungs-

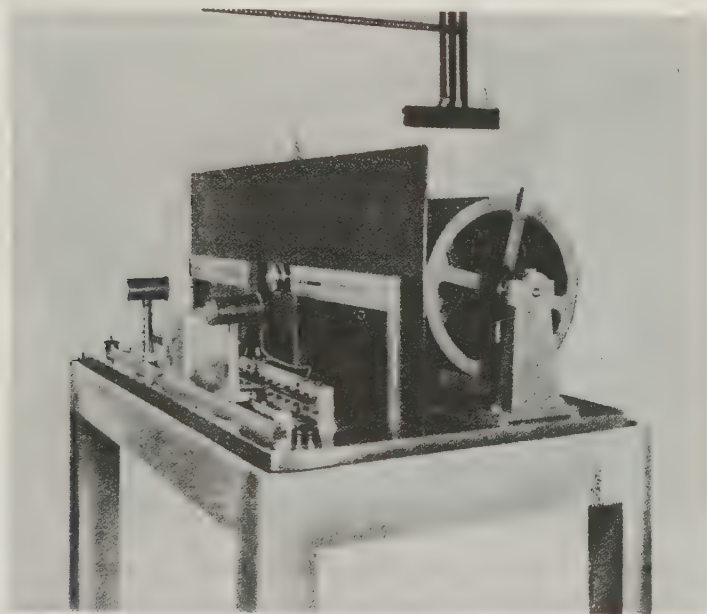


Fig. 5

vorrichtung wandert. Man muß nur dafür sorgen, daß das Licht stets auf den Galvanometerspiegel fällt. Jedes Lämpchen ist drehbar auf einem Wagen aufgestellt, der durch ein kleines Uhrwerk langsam zur Seite gezogen wird. An der vertikalen Achse, auf der die Beleuchtungsvorrichtung angebracht ist, befindet sich ein horizontaler Hebelarm, der in einer kleinen Rolle endet. Durch eine Feder wird der Hebel mit Rolle auf eine Führungsschiene aus dünnem Stahlband gedrückt, die sich mittels einer Reihe von Schrauben so einstellen läßt, daß der Lichtspalt bei seitlicher Verschiebung des Wagens stets auf den Spiegel des Galvanometers fällt.

Für alle photographischen Registrierungen wird das verhältnismäßig billige Doribrompapier verwandt.

7. *Die Seismographen.* Im Dezember 1934 ist der Wiechertsche Horizontalseismograph in Leipzig abgebaut und ins Observatorium transportiert worden, wo er seit Anfang 1935 registriert.

In der Werkstatt des Observatoriums sind durch Mechanikermeister Schütz zwei Seismographen mit elektromagnetischer Registrierung nach H. Benioff¹⁾ gebaut worden, und zwar ein Vertikal- und ein Horizontalseismograph.

Das Vertikalpendel besteht aus einer 100 kg schweren Masse, die an einer Feder hängt. Die Eigenperiode des Apparates beträgt etwa 0.4 Sekunden. Mit der Pendelmasse ist ein Weicheisenanker fest verbunden, der über den Polschuhen eines starken Hufeisenmagneten schwebt und bei Schwingungen der

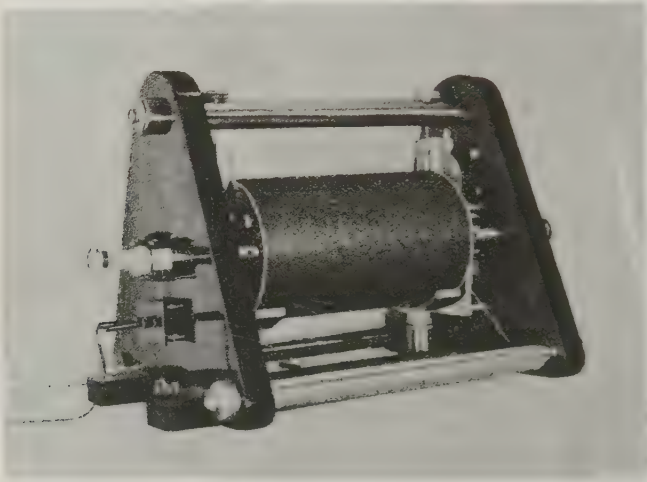


Fig. 6

Masse in den die Polschuhe umgebenden Spulen Ströme induziert, die mit Hilfe von Galvanometern auf photographischem Wege registriert werden. Mit Hilfe einer Öldämpfung wird das Pendel aperiodisch gedämpft. Auch die angeschlossenen Galvanometer sind kritisch gedämpft. Die Vergrößerungsfunktion hängt von dem Verhältnis der Eigenperiode des Pendels zu der des Galvanometers ab. Man kann an das gleiche Pendel mehrere Galvanometer anschließen und erhält so verschiedenartige Registrierungen vom gleichen Beben. Bisher ist vorwiegend mit Mollschen Galvanometern von 1.2 bis 1.3 Sekunden Eigenperiode registriert worden. Neuerdings wurden auch Versuche mit Hartmann- und Braun-Galvanometern von etwa 11 Sekunden Eigenperiode gemacht.

Der Horizontalseismograph nach Benioff (Fig. 6) besitzt den gleichen Übertragungsmechanismus und ist, abgesehen von der Aufhängung der Masse, ganz entsprechend gebaut wie das Vertikalpendel.

Diese Apparate besitzen für kurzperiodische Bodenbewegungen eine außerordentlich hohe Empfindlichkeit, geben aber die langen Bebenwellen ebenfalls mit hinreichender Vergrößerung wieder.

Es ist mit Leichtigkeit eine maximale Vergrößerung von 100000 und darüber zu erzielen. Man erhält namentlich von den Vorläuferwellen von Fernbeben sehr detailreiche Aufzeichnungen, ebenso sind sie für die Registrierung von Nahbeben sehr gut geeignet. Die Aufzeichnungen der Benioff-Apparate und des Wiechert-Pendels ergänzen sich in vorzüglicher Weise, da man bei schwächeren Fernbeben vielfach mit dem kurzperiodischen Pendel die Vorläufer sehr gut erhält, während der Wiechertsche Apparat diese Wellen ganz schwach oder gar nicht aufzeichnet, aber mehr Einzelheiten in der Maximalphase der Beben erkennen läßt. Bei den Proberegistrierungen mit dem Vertikalpendel, das vor Errichtung des seismischen Hauses im Erdgeschoß des Hauptgebäudes aufgestellt war und nur in den Nachtstunden registrierte, wurde alsbald festgestellt, daß für diesen empfindlichen Apparat der Aufstellungsort doch nicht frei von lokaler mikro-seismischer Bodenunruhe ist. Es zeigten sich zeitweise Schwingungen in den Registrierungen, die nur durch Maschinenerschütterungen verursacht sein konnten. Nach und nach stellte sich heraus, daß die von Schwebungen überlagerten Schwingungen durch zwei Maschinen verursacht werden. Die Hauptstörung kommt von einer Kolbendampfmaschine im Elektrizitätswerk Oschatz in etwa 7.3 km Entfernung, die andere wesentlich geringere Störung von einer Maschine im Elektrizitätswerk zu Wernsdorf. Glücklicherweise ist die Oschatzer Maschine nur noch selten in Betrieb. Eine eingehende Untersuchung dieser Maschinen-schwingungen in der weiteren Umgebung von Oschatz ist zur Zeit im Gange.

8. *Die erdmagnetischen Instrumente.* Für Absolutmessungen ist ein Askania-Theodolit mit Nadel- und Fadendeklinatorium vorhanden, ferner ein kleiner Erdinduktor von derselben Firma.

Mit Schmidtschen Feldwaagen für H und Z sind verschiedene magnetische Anomalien in der Umgebung des Observatoriums vermessen worden. Auf einem durch die Bockwitzer Anomalie nördlich des Observatoriums gelegten Profil sollen die Messungen in größeren Zeitabschnitten regelmäßig wiederholt werden, um die säkulare Änderung in diesem stark gestörten Gebiete festzustellen.

Für die Registrierung der erdmagnetischen Kraft stehen drei Variometer nach Eschenhagen für D , H und Z zur Verfügung, die von G. Schulze, Potsdam, hergestellt worden sind. Der zugehörige Registrierapparat ist mit zwei Trommeln versehen, von denen die eine in 24 Stunden eine Umdrehung vollführt, während die andere wahlweise auf einen Umlauf von je 2 oder 8 oder 24 Stunden eingestellt werden kann. Der Antrieb der Trommeln erfolgt durch Pendeluhrn.

Mit der erdmagnetischen Registrierung ist erst vor kurzem begonnen worden.

9. *Meteorologische Arbeiten.* Die Lage des Observatoriums am Rande eines größeren Waldgebietes gab Veranlassung zur Durchführung einer Reihe von meteorologischen, insbesondere mikro- und forstklimatischen Untersuchungen.

Es würde zu weit führen, auf die einzelnen Arbeiten näher einzugehen, es seien hier nur ganz kurz die verschiedenen Arbeitsgebiete erwähnt.

Mikroklimatische Temperatur- und Windmessungen sind von H. G. Koch⁴⁾ in den Forstrevieren Hubertusburg und Wermsdorf und in der Umgebung derselben durchgeführt worden. Dabei wurde u. a. die Ausbildung eines Waldwindes und der am Collm auftretende Hangwind näher studiert.

Von K. Dörffel³⁾ wurde die physikalische Arbeitsweise des Gallenkamp-schen Verdunstungsmessers untersucht, und es sind mit diesem Apparate mikroklimatische Verdunstungsmessungen auf freiem Felde, in verschiedenen Waldbeständen und in verschiedenen Höhen in und über dem Bestande gemacht worden.

Zwei noch nicht veröffentlichte Arbeiten sind der Mikroklimatologie der Abkühlungsgröße gewidmet. Die eine gründet sich auf Messungen, die mit einem Hillschen Katathermometer an verschiedenen Stellen innerhalb und außerhalb des Waldes durchgeführt wurden, die andere verwertet Registrierungen von etwa einjähriger Dauer, die mit zwei Davoser Frigorimetern gewonnen wurden, die in Verbindung mit einem neukonstruierten Registrierapparat die Abkühlungsgröße für Zeitintervalle von 10 Minuten Dauer lieferten. Das eine Frigorimeter war in vollkommen freiem Gelände aufgestellt, das andere in der Nähe des Observatoriums in Hochwald.

An verschiedenen Stellen in der Umgebung des Observatoriums wurden Messungen der Erdbodentemperatur mit eingebauten Thermoelementen vorgenommen, aus denen der Einfluß verschiedener Bestände auf den Wärmehaushalt des Bodens hervorgeht.

Weiterhin wurden in zwei der im Wermsdorfer Forstrevier gelegenen Teichen, besonders in dem völlig von Wald umschlossenen Kirchenteich, Temperaturmessungen zur Untersuchung des Wärmehaushalts dieser Gewässer durchgeführt.

Die bisher erwähnten Arbeiten sind abgeschlossen. Noch im Gange ist eine Untersuchung über die Beeinflussung der Luftströmung durch den Wald, ferner eine Arbeit über den Staubgehalt der Luft und die Filterwirkung des Waldes, die sich auf Messungen mit dem Zeiss'schen Konimeter gründet.

Eine weitere Untersuchung ist der geophysikalischen Erprobung eines von L. Bergmann²⁾ konstruierten photoelektrischen Sichtmessers gewidmet.

Für die waldklimatischen Untersuchungen sind in der Nähe des Observatoriums zwei Gerüste errichtet worden, eines im Hochwalde von 17.5 m Höhe, das andere in jüngerem Fichtenbestand.

Von den meteorologischen Instrumenten sei noch der im Observatorium erbaute, von E. März konstruierte Regenmesser erwähnt, der in Verbindung mit einem Komptographen die Registrierung ganz schwacher Niederschläge erlaubt, die nur einzelne Tropfen liefern, und gleichzeitig eine sehr gute Intensitätsregistrierung von stärkeren Regenfällen gibt.

Ein ausführlicher Bericht über das Observatorium am Collm und die daselbst ausgeführten Arbeiten wird demnächst in den Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig erscheinen.

Literatur

¹⁾ H. Benioff: A new vertical seismograph. Bulletin of the Seismol. Soc. of America. Vol. 22, No. 2, Juni 1932.

²⁾ L. Bergmann: Phys. Zeitschr. **35**, 177 (1934).

³⁾ K. Dörrfel: Die physikalische Arbeitsweise des Gallenkamp-Verdunstungsmessers und seine Anwendung auf mikroklimatische Fragen. Veröff. d. Geophysikal. Instituts d. Univ. Leipzig, Ser. II, Bd. VI.

⁴⁾ H. G. Koch: Zur Mikroaerologie eines größeren Waldsees. Gerlands Beitr. z. Geophys. **44**, 112—126 (1935). — Temperaturverhältnisse und Windsystem eines geschlossenen Waldgebietes. Veröff. d. Geophysik. Instituts d. Univ. Leipzig, Ser. II, Bd. VI, Heft 3. — Der Wald-Feldwind, eine mikroaerologische Studie. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **22**, 71—75 (1934).

⁵⁾ L. Weickmann: Der Umbau des Leipziger Seismographen und die in den Jahren 1925, 1926 und 1927 aufgezeichneten Erdbeben. 1. Bericht der Erdbebenwarte d. Geophysik. Instituts d. Univ. Leipzig. Aus: Berichte d. Math.-phys. Kl. d. Sächs. Akad. d. Wiss. zu Leipzig, Bd. LXXX.

Die gesetzmäßige Verteilung der tektonischen Verformungs- zonen in einer Geosynklinale

Von August Sieberg, Jena — (Mit 3 Abbildungen)

Ergebnisse meiner zu erdbebenkundlichen Zwecken begonnenen Untersuchungen*) über die Dynamik gebirgsbildender Vorgänge lassen sich auch in weiterem Umfange verwerten. Unter anderem ergeben sich für die Geosynklinalen und überhaupt für die Verformungen der Erdrinde Auffassungen, die, trotz Mitverwertung alten Gedankengutes, doch merkliche Abweichungen gegen früher zeigen. Die erläuternden Abbildungen wurden absichtlich nicht in geologisch gefälliger Form gebracht, um deren rein konstruktiven Charakter unter allen Umständen zu betonen.

Bleibende Verformung beherrscht die Erdrinde; elastische Verformung legt höchstens das erste Spannungsnetz an. Ausschlaggebend für die Verformungen sind die beiden tektonischen Grundgesetze über die kleinste tektonische Arbeit und über die Volumenkonstanz als Folge von einander kompensierenden Dislokationen, in Verbindung mit den zum Teil durch die Tiefenlage vorgeschriebenen Mobilitäts- (Festigkeit, Reibung) änderungen von Gesteinen bei verschiedenartiger Bean-

*) A. Sieberg: Untersuchungen über Erdbeben und Bruchschollenbau im östlichen Mittelmeergebiet. Ergebnisse einer erdbebenkundlichen Orientreise, unternommen im Frühjahr 1928 mit Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. Mit 65 Abbildungen und Karten im Text und 6 farbigen Erdbebenkarten auf 2 Tafeln. Darin Kapitel 17: Zur Mechanik tektonischer Vorgänge und deren Bedeutung für die Erzeugung von Erdbebenenergien. Denkschriften der Medizinisch-Naturwissenschaftlichen Gesellschaft zu Jena, 18. Band, 2. Lieferung. Jena 1932.

spruchung und wachsender Verformung. Während an der Erdoberfläche Fließ- und Festigkeitsgrenze der Gesteine meistens ganz nahe beieinander liegen, rücken sie in größeren Erdtiefen mit dem zunehmenden Belastungsdruck immer weiter auseinander. Infolgedessen vollzieht sich (Fig. 1) bei wachsender tektonischer Beanspruchung der Erdrinde die von Mobilitätsunterschieden vorgeschriebene Entwicklungsreihe Stilles: Faltung, Totfaltung, Bruchfaltung (nach Haarmann eingeschoben), Bruch, Verwerfung in verschiedenen Tiefen, zum Teil gleichzeitig (Niveaubedingtheit). Dabei ist die Hilfsvorstellung nützlich und erlaubt, ausgeprägte Grenzflächen schlössen jeden Mobilitäts- bzw. Verformbarkeitsgrad dauerhaft gegen die benachbarten ab. Die tieferen Dislokationsglieder werden

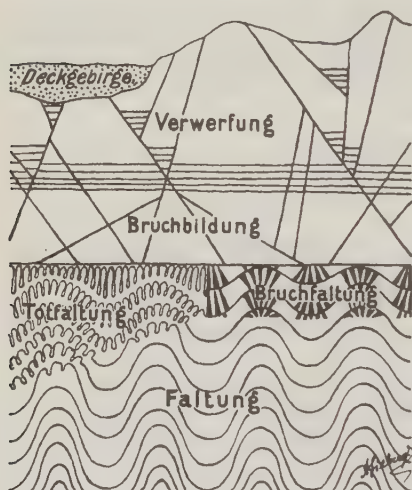


Fig. 1. Tiefengliederung der Dislokationsmöglichkeiten in der Erdrinde durch Niveaubedingtheit der Gesteinsmobilität

nur durch nachträgliche Blockhebung, selbstverständlich in Verbindung mit Abtragung, an der Erdoberfläche sichtbar (Fig. 2 und 3). Dort erleben wir ihre Zerstückelung durch Bruch mit nachträglicher Verformung als Verwerfung; meistens von Erdbeben, bisweilen auch von Vulkanausbrüchen begleitet.

Allgemein werden die gewaltigen, sich schnell vertiefenden Sammeltröge für den Abtragungsschutt der Festländer, die *Geosynklinalen*, als die beweglichsten Streifen der Erdhaut und Hauptstätte gebirgsbildender Tätigkeit anerkannt. Hier gelangt der Gesteinsschutt zunächst in Tiefen, die selbst nach dessen Umwandlung in kristallines Gestein durch Mobilitätsänderung Faltung ermöglichen. Aber in den Geosynklinalen kommt es auch

zur mechanischen Gesteinsverfestigung und nachträglichen Zertrümmerung, sobald Bewegungsumkehr als aufsteigende Geantiklinale das Gestein nahe genug an die Erdoberfläche gebracht hat*). Damit geht Vergrößerung der benachbarten starren Kontinentalkerne durch Anlagerung, andererseits im Rückland mitunter auch Entstehung einer neuen Geosynklinale Hand in Hand.

Nach meiner Auffassung (Fig. 2) bildet eine Einbruchszone die Uranlage, aus der sich unter bestimmten Umständen eine *Geosynklinale* entwickeln kann. Die pseudoplastische, durch innerkristalline Gleitbewegungen bedingte *Faltung* kristallinen Gesteins, von dem hier allein die Rede sein soll, entspricht dem Kalt-

*) Wie die Entwicklung nach der klassischen Geosynklynaltheorie von Haug gedacht war, habe ich bildlich dargestellt in Abb. 209, S. 260 meiner Geologischen Einführung in die Geophysik, Jena 1927; sie möge zum Vergleich dienen.

recken der Metallbearbeitung. Sie setzt das Maximum an Materialmobilität voraus, erfordert aber wachsende Kräfte, weil sie mit Versteifung verbunden ist, die erst nach etwaiger Rekristallisation infolge von Temperaturerhöhung oder dergleichen wieder zurückgeht. Die Richtigkeit der alten Vermutung, Faltung könne nur im Bodenraum der Geosynklinalen beginnen, läßt sich physikalisch beweisen. Die Faltung muß aber auch, was anscheinend nicht beachtet wird, in diesem nach oben durch die Bruchmobilitätsgrenze eindeutig abgesperrten Boden-

raum zum Abschluß gelangen, so daß im Schoß der Geosynklinalen der anatomische Bau des später zur Welt gebrachten Faltengebirges seine endgültige Form erhält. Im Bodenraum allein begegnet die Herausbildung von Überfaltungs- und Schubdeckenstruktur an solchen Stellen, wo das Faltungsknäuel ganz besonders ausgiebige Durchknetung erfährt, wenigstens im Prinzip keinerlei mechanischen Schwierigkeiten. Es ist, wie sich experimentell erwies, nur erforderlich, daß das Aufsteigen der Geantiklinale das ursprüngliche Fassungsvermögen der beiden Teilmulden ungleichmäßig beeinflusst, Material aus der einen in die andere hinüberquetscht. Unter diesem Gesichtspunkt darf die Anbahnung einer auch mehr ins einzelne gehenden Lösung dieses bisher schwierigsten Problems der tektonischen Geologie erhofft werden. Helmholtzsche Wellungen auf den Gleitflächen von Schubdecken

stellen sich gerne als Begleiterscheinung ein; dafür hat Rinne eindrucksvolle Beispiele bekanntgegeben. An solchen Stellen, wo die faltende Gesteinsvernetzung aufs äußerste getrieben wird, kann es durch engste Packung vielleicht schon zur Totfaltung*) kommen, die, wenn überhaupt, ausschließlich durch

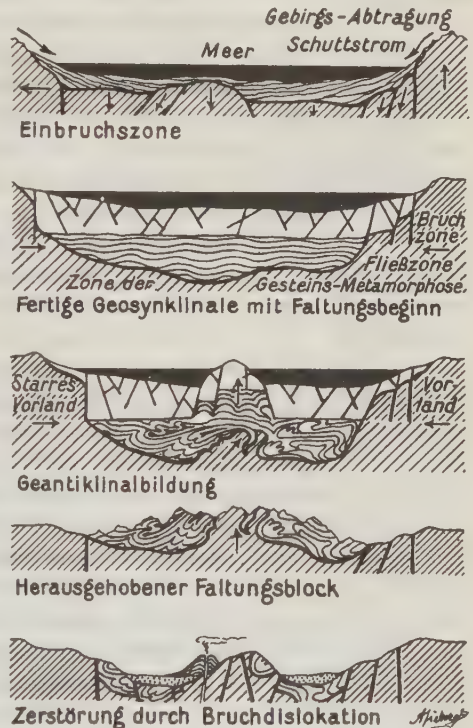


Fig. 2. Phasen der Gebirgsbildung in einer Geosynklinalen

*) Totfaltung hat Bau und Bild weiter Gebiete selbst tertiärer Faltung grundlegend verändert. Als Ursache hierfür pflegt engste Packung von Faltenbündeln angesehen zu werden; ob mit Recht, bleibe dahingestellt. Aber zur Selbstverständlichkeit wird Totfaltung, sobald Falten geeigneter Beschaffenheit in das höhere Niveau der Bruchdislokation aufsteigen (Niveaubedingtheit).

Bruchdislokation gesteigerter tektonischer Beanspruchung nachzugeben vermag. Den Übergang nach oben vermittelt die *Bruchfaltung*. Denn die aufwärts abklingende Mobilität setzt die noch vorhandenen Faltungsspannungen in immer unabhängiger werdende Bruchdislokationen um beim Versuch, einstweilen das Faltungsbild in verändertem Medium mit entsprechenden neuen Mitteln weiterzuführen. Dabei kann die von Smoluchowski untersuchte Abscherung an Grenzflächen mit Abgleiten bereits vorgebildeter Schubdecken auftreten.

Die ausschließlich gefügeändernde *Bruchbildung* kommt beim Minimum der Mobilität zustande, das die unverbildeten höheren Erdrindenteile beherrscht. Auf jede Überbeanspruchung der Festigkeit reagiert das Gestein durch Aufhebung des Zusammenhanges besonders auffällig in den Mohrschen Bruchflächen nach bekannten Gesetzen der Mechanik, wobei sich die mittleren Verhältniszahlen der Bruchfestigkeiten etwa veranschlagen lassen: Zug 1, Drillung höchstens $1\frac{1}{2}$, Scherung 2, Biegung 3 und Druck 25. Die ausschlaggebende Bedeutung für die Gebirgsbildung liegt darin, daß diese mechanische Auflockerung höchst verfestigtes Gestein wieder mobil und damit erst für weitere Verformung reif macht unter Überwältigung sämtlicher tektonischen Gebilde, also auch totgefalteter Gebirgsketten.

Denn die neugeschaffene Ausweichmöglichkeit an Brüchen pflegt an der Erdoberfläche das Maximum zu erreichen und gibt Gelegenheit zu *Verwerfungsdislokation*, sobald wachsende tektonische Beanspruchung die Reibung überwindet. In Schollengebieten bleibt Verwerfungsdislokation typisch für die oberflächennahen Erdrindenteile. Auch tertiär gefaltete und vor allem beim Emporsteigen totgefaltete Gebirge, die durch Verfestigung bereits der Bruchdislokation anheimgefallen sind, müssen, entgegen dem herrschenden Brauch, genau so den Bruchschollengebirgen zugerechnet werden wie zerbrochene paläozoische Faltungsrümpfe. Selbstverständlich stehen an und nahe der Erdoberfläche die Verwerfungen in ausgesprochener Abhängigkeit vom Eigengewicht der gleitenden Scholle. Aber es wird kaum beachtet, daß in der Tiefe die Reibung wirkungsvoller wird als das Gewicht. Deshalb ergibt sich die zunächst befremdlich erscheinende Tatsache, daß hier Senkung von Schollen die gleiche Arbeit erfordert wie Horizontalverschiebung oder gar Hebung; es hängt also bloß von Krafrichtung und Ausweichmöglichkeit ab, welche Verwerfungsform zustande kommt.

In dieser tektonischen Bedeutung noch verkannt werden *Drillung* und die aus ihr hervorgehende *Blattverschiebung*. Erstere reißt mühelos jene gewaltigen, oft hunderte von Kilometern langen Brüche, überlagert von Schachbrettstruktur auf, die dynamisch auf andere Weise unerklärbar bleiben würden. Letztere, begleitet von sekundären Scherungsrissen, bedeutet keine schwerverständliche Schollendrift mehr, sondern lediglich kompensierte Komponentenzerlegung einer ortsgebundenen, von Drillung bestimmten Verwerfungsdislokation. Die dynamisch bevorzugte Stellung der Blattverschiebungen spielt in der Erdbebenforschung schon seit Jahrzehnten eine wichtige Rolle, während die Geologie erst in

neuerer Zeit begonnen hat, ihnen unter der Bezeichnung Fiederspalt u. dgl. besondere Beachtung zu schenken.

Beim Übertritt der aufsteigenden *Geantiklinale* vom Faltungsraum in die Zonen der Bruchdislokation verliert sie ihren Charakter als Faltungsaufwölbung. Ihr oberer Teil wird zu einem von Bruchflächen begrenzten und zerschnittenen Horst. Ein derartiges Bild bietet nach neuerer Bearbeitung der Erdbebenstätigkeit*) die vielumstrittene submarine Schwelle des Atlantischen Ozeans; sie wird bezeichnenderweise von manchen Forschern als werdendes Faltengebirge angesprochen. Im kleinen zeigen manche Salzhorste verwandten Bau.

Nach den bisherigen Darlegungen muß denjenigen Geologen zugestimmt werden, die das Sichtbarwerden von *Faltengebirgen* nicht, wie meistens üblich, auf bildsame Emporwölbung, sondern auf starre Blockhebung an Brüchen zurückführen. Der ganze Faltungsraum muß unverändert, abgesehen von Bruchfaltung und etwaiger Bruchdislokation örtlichen Charakters, als sozusagen fertiges Gebirge samt seiner kristallinen Grundgebirgsunterlage an Brüchen in einheitlichem Block nach oben getragen worden sein. Dort verfiel er der Zerstörung durch Abtragung, wobei einzelne kleine Reste der bereits vorhandenen Schubdecken, der Schwere folgend, auf ihrer Unterlage weitergeglitten sein mögen. Aber das Zustandekommen der Deckfaltentektonik steht, wie wir im Gegensatz zur herrschenden Lehrmeinung sahen, mit den gebirgsbildenden Vorgängen an oder nahe der Erdoberfläche in keinerlei Beziehung. Deshalb hat es auch keinen Sinn mehr, durch Ausglätten der sichtbaren Falten Maße für Verkürzungen des Erdumfanges seit Beginn der letzten Faltungsperiode berechnen zu wollen. Bekanntlich täuschen selbst die vorsichtigsten Ermittlungen Zusammenschübe von unvorstellbarer Größe vor.

Bei der Erforschung der Erdbeben gewann ich schon vor 1908 die Überzeugung von der zum Teil auch heute noch bestrittenen dynamischen Überlegen-

*) H. Rehm: Die Erdbebenstätigkeit der Weltmeere sowie ihre Beziehungen zur Tektonik. Heft 27 der Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung (im Druck).

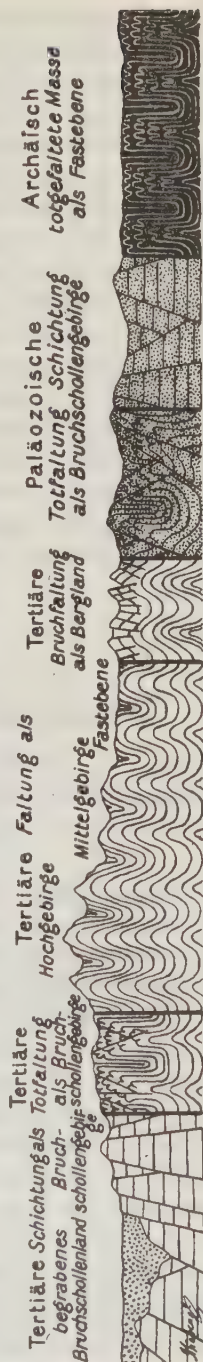


Fig. 3. Bauplan der Erdrinde, bestimmt durch Blockhebungen

heit der Bruchdislokation*); diese übernahm seit 1910 E. Rudolph. Meine späteren tektonischen und erdbebengeographischen Arbeiten vertieften diesen Gedanken, der neuerdings auch bei amerikanischen Geologen auftaucht. Bruchdislokation erscheint mir als der reinste, unverfälschte und kraftvollste Ausdruck der ununterbrochen wirksamen Urkraft-Tektonik, bestimmend für den ganzen Bauplan der Erdrinde (Fig. 8) in Grund- und Aufriß samt dem Arbeitsgang, wobei die jeweilige Mobilität des Werksteins Form und Lage des Werkstücks vorschreibt. Demgegenüber haben junge und alte Falten bloß die Bedeutung von äußerem Ornament und von Innenarchitektur, deren Fertigstellung den Werkstoff oft weitgehend verändert. Gewiß bedeutet die Aufrichtung hochragender Faltengebirge für das Auge einen eindrucksvollen Vorgang, und es ist verständlich, daß er durch die Ausgestaltung höchst verwickelter Innenarchitektur ganz besonders zur Forschung anreizt. Aber vom dynamischen Standpunkt aus betrachtet handelt es sich doch bloß um eine schwächliche, episodenhafte Nebenerscheinung beim Zusammenbruch der Erdrinde. Von diesen örtlichen Unterschieden gesetzmäßiger Verformungsarbeit in der Erdrinde vermittelt die Erdbebenstätigkeit gewissermaßen kinematographische Laufbilder, die instande sind, manchen Fragen großräumiger Gebirgsbildung eine natürlich-experimentelle Grundlage zu bieten.

Ergebnisse erdmagnetischer Untersuchungen im Rheinischen Schiefergebirge

(Vortrag, gehalten auf der Tagung d. Deutsch. Geol. Ges. in Würzburg, Sept. 1935)

Von **H. Reich**, Berlin — (Mit 4 Abbildungen)

Vorbemerkungen. Im folgenden soll über Ergebnisse berichtet werden, die mit Z-Variometermessungen in den Jahren 1932, 1933 und 1934 im Rheinischen Schiefergebirge erzielt wurden. Die betreffenden Arbeiten wurden im Auftrag der Preußischen Geologischen Landesanstalt ausgeführt. Als Meßinstrumente dienten die bekannten Schmidtschen Feldwaagen der Askaniawerke. 1932 und 1933 wurde noch mit nichttemperaturkompensierten Magnetsystemen gearbeitet, während im Jahre 1934 eines der neuen temperaturkompensierten Systeme Verwendung fand, das sich dabei sehr gut bewährte. 1932 wurde zur Erprobung dieses Instrumententyps auch eine Feldwaage der Firma Rüsicke mitverwendet, die sich auch als für diese Zwecke brauchbar erwies. Es ist selbstverständlich, daß bei diesen Arbeiten

*) A. Sieberg: Der Erdball, seine Entwicklung und seine Kräfte. Eslingen-München 1908. Derselbe: Die Verbreitung der Erdbeben auf Grund neuerer makro- und mikroseismischer Beobachtungen und ihre Bedeutung für Fragen der Tektonik. Veröffentlichung der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Heft 1, Jena 1922. Derselbe: Erdbebengeographie, Gutenbergs Handbuch der Geophysik, Bd. 4. Berlin 1932.

alle die bei Variometermessungen zu beachtenden meßtechnischen Regeln strengste Beachtung fanden: Die Messungen wurden täglich an die jeweilige Basisstation angeschlossen und durch zahlreiche Wiederholungsmessungen miteinander verknüpft. Vor und nach den einzelnen Reisen wurden Anschlußmessungen in Seddin bzw. Niemegk ausgeführt. Eventuelle Änderungen des Skalenwertes wurden während der Reisen durch Ablenkungsbeobachtungen mit einem Magneten von bekanntem Moment verfolgt. Skalenwertsbestimmungen wurden außerdem jeweils mit einer Helmholtz-Spule durchgeführt. Die Bearbeitung erfolgte in der üblichen Weise unter Anbringung von Korrekturen wegen der Tagesvariationen nach den Registrierungen in Niemegk, wegen eventueller Standänderungen nach dem Ergebnis der Anschluß- bzw. sonstigen Wiederholungsmessungen und bei den nichtkompensierten Systemen auch unter Vornahme einer Temperaturkorrektur.

Die allein in den beiliegenden Kartenskizzen eingetragenen Z -Störungswerte sind in der Art errechnet, daß unterwegs Stationen I. Ordnung der Landesvermessungen von Preußen und Hessen aufgesucht wurden und die für diese Stationen seinerzeit errechneten Störungswerte als maßgebend angesehen wurden. Die sich beim Besuch mehrerer derartiger Stationen ergebenden Differenzen wurden linear ausgeglichen. Die Störungswerte der übrigen Stationen wurden auf dieser Basis nach linearen Formeln berechnet,

$$\Delta Z = Z_b - Z_n,$$

wobei Z_n der normale Wert für Z am Meßpunkt, Z_b der beobachtete Wert und ΔZ der Störungswert ist, und weiter für dieses Gebiet und diese Epoche

$$Z_n = Z_0 + 7.8 \Delta \varphi' \text{ (in } \gamma),$$

wobei Z_0 der für einen bestimmten Breitengrad angenommene Normalwert, Z_n der für den jeweiligen Meßpunkt errechnete Wert ist, dessen Abstand von dem Z_0 Breitengrad $\Delta \varphi' = \text{Breitenminuten}$ beträgt.

Die hier mitzuteilenden Ergebnisse dürfen vielleicht deswegen allgemeines Interesse beanspruchen, weil es in diesem Falle möglich ist, die beobachteten magnetischen Anomalien auf geologisch ganz verschiedene Ursachen zurückzuführen, für die sich in jedem einzelnen Falle eine hohe geologische Wahrscheinlichkeit zeigen läßt, die eine andere Erklärungsmöglichkeit nahezu ausschließt.

1.

Die erste Untersuchung, die hier behandelt werden soll, schließt sich an frühere derartige Untersuchungen im Neuwieder Becken, in der Eifel und im Hohen Venn an, über die an anderer Stelle (H. Reich 1931) berichtet wurde. Die damaligen Arbeiten führten zur Aufdeckung einer besonders kräftigen und ausgedehnten Anomalie an der belgischen Grenze, die kaum sonst noch ihresgleichen im westlichen Deutschland haben dürfte. Diese Anomalie wurde als die Wirkung eines variskischen Plutons gedeutet, der mit dem bekannten Granitvorkommen von Lammersdorf in Verbindung steht. Auf der Fahrt nach diesem Störungsgebiet

wurden seinerzeit auch unterwegs in der Eifel einige Messungen ausgeführt. Diese ließen erkennen, daß in der Gegend von Kelberg ein magnetisches Hoch vorhanden ist, dessen Ausdehnung und Erstreckung damals noch nicht näher angegeben werden konnten. Die Messungen des Jahres 1932, die ich zusammen mit Dr. Ing.

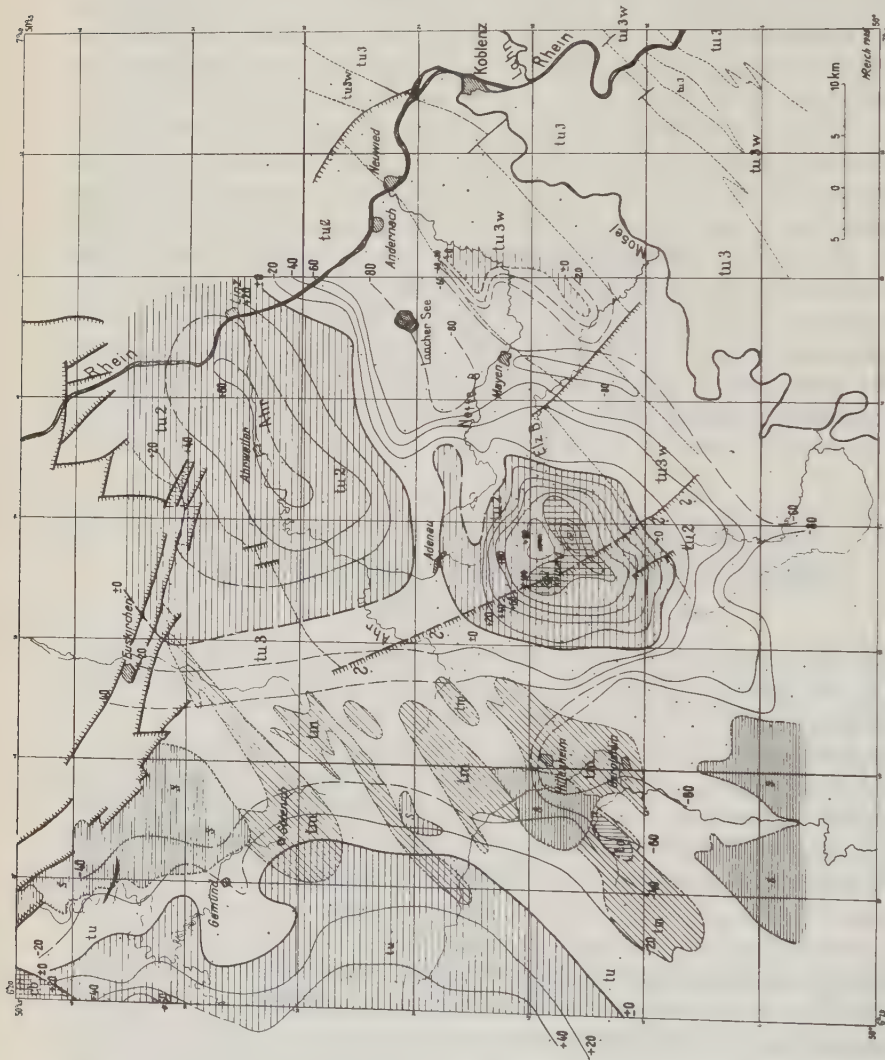


Fig. 1. Erdmagnetisch-geologische Skizze der Eifel. H. Reich 1935

Punkte = Meßpunkte. Ausgezogene Linien = Z-Isomalen im Abstand von 20 γ. Längs schraffiert = Gebiete mit positiven ΔZ-Werten. Längs und quer schraffiert = Gebiet mit ΔZ > + 100 γ. s = Buntsandstein. fo = Oberdevon. tm = Mitteldevon. tu = Unterdevon. tu 3 = Koblenzstufe des Unterdevons. tu 3 w = Hunsrückchiefer des Unterdevons. tu 2 = Stegener Stufe des Unterdevons. cb = Cambrium. — = Geologische Grenzen. ||||| = Verwerfungen

Bornitz mit zwei Instrumenten durchgeführt habe, ergaben das in der Fig. 1 gezeigte Isanomalienbild: Wir sehen zwei in der Hauptsache variskisch gerichtete Maxima, von denen das eine ausgeprägtere, südlichere nach allen Richtungen abgegrenzt wurde.

Für die Deutung dieser Störung ist wesentlich die sorgfältige Auswahl der Stationspunkte nach geologischen Erwägungen. Im ganzen Gebiet kommen verstreut Tuffe und Ergußgesteine des jungen Vulkanismus vor, die zum Teil sehr kräftig magnetisch sind. Diesen Störungen sollte bei den hier zu behandelnden Untersuchungen nicht nachgegangen werden. Der Zweck dieser Untersuchungen war vielmehr, etwas über den tieferen Untergrund zu erfahren. Es wurden daher die Vorkommen jung vulkanischer Gesteine so sorgfältig wie möglich vermieden. Es war natürlich ohne weiteres möglich, die Stationspunkte so auszusuchen, daß sie auf devonische Gesteine fielen. Das genügt aber allein nicht. Es ist vielmehr wegen der magnetischen Fernwirkung nötig, möglichst einige 100 m — entsprechend den Ausmaßen dieser Gesteinsvorkommen — von diesen entfernt zu bleiben. Das ist nach den vorhandenen geologischen Karten, so gut es ging, durchgeführt worden. Eine absolute Gewähr auf diese Weise ausnahmslos an von jungem Vulkanismus unbeeinflussten Punkten gemessen zu haben, hat man so natürlich nicht; denn man muß einestails mit den Unvollkommenheiten der zum Teil veralteten geologischen Darstellung rechnen, und andererseits liegt auch die Möglichkeit vor, daß nicht alle Vorkommen jung vulkanischer Gesteine die Erdoberfläche erreicht haben und also überhaupt nicht durch die geologische Kartierung erfaßt werden können. Um auch diese mögliche Fehlerquelle auszuschalten, wurden fast sämtliche Meßpunkte mit zwei Instrumenten vermessen, die im Abstand von 30 bis 50 m voneinander aufgestellt wurden. Erhielt man bei einer solchen Messung für diese beiden Aufstellungen voneinander sehr verschiedene Werte, so ist das ein sicheres Zeichen für eine oberflächennahe Störungsursache. Punkte, an denen solche Unterschiede beobachtet wurden, scheiden für unsere Zwecke aus. Es waren das aber nur einige wenige Stellen, bei denen mit einiger Aufmerksamkeit dann rasch die Ursache der Störung in Gestalt von sichtbaren Vorkommen jungvulkanischer Gesteine gefunden werden konnte. Ausgenommen ist ein kleines Störungsgebiet bei Kelberg am Südhang des Schwarzen Berges. Die dort angelegten Stationen stehen sämtlich auf einwandfrei anstehendem Devon und haben doch auf engem Raum Störungen bis zu 300 γ ergeben. Vermutlich steckt hier eine nicht bis zur Erdoberfläche gelangte Basaltapophyse in den alten Schiefen.

Nach diesen Mitteilungen über die Art der vorgenommenen Vermessungen kann nunmehr zu einem Versuch einer Deutung der gefundenen regionalen Störungen übergegangen werden. Wenn man von den lokal gestörten Stationen, die offenbar durch oberflächennahe jungvulkanische Gebilde beeinflusst sind, absieht, bekommt man ein sehr schönes abgerundetes Bild der magnetischen Störungen. Am auffallendsten ist ein magnetischer Störungskörper, der etwa 30 km lang und 20 km breit ist und in ausgesprochen variskischer Richtung streicht. Er liegt mitten zwischen Mayen und Gerolstein. Die höchsten Störungswerte finden wir bei Kelberg. Es soll daher diese Störung als das *Kelberger Hoch* (Maximum) bezeichnet werden.

Eine weitere ähnlich gerichtete positive Anomalie liegt weiter im Norden und folgt dem Ahrthal. Dieselbe ist bisher weniger eingehend untersucht und zeigt

geringere Störungswerte als die bei Kelberg gemessenen. Diese Störung soll als das *Ahrweiler Hoch* (Maximum) bezeichnet werden.

Nach Westen folgt dann eine NS gerichtete Zone niederer Werte. In ihr liegen bezeichnender Weise die Eifeler Mitteldevon-Mulden. Es ist bemerkenswert, daß diese Zone ausgesprochen meridional streicht, und weiter, daß gerade in dieser Zone die jüngsten Schichten des Devons, die wir in der Eifel kennen, erhalten geblieben sind. Es handelt sich hier also um eine ausgesprochene Mulden- oder Grabenzone, deren niedrige magnetische Werte sehr gut zu dem geologischen Befund passen.

Entsprechend dem Herausheben der alten Schichten in der Richtung auf die Reichsgrenze treten dort wieder positive magnetische Störungen auf. Dieselben hängen mit den kräftigen Anomalien des Hohen Venns und des Massivs von Stavelot zusammen, die sowohl von belgischer (M. Dehalu und M. Merken 1931) wie von deutscher (H. Reich 1931) Seite untersucht und behandelt worden sind. Im folgenden soll daher nur auf die mit dem Kelberger Maximum zusammenhängenden Störungen näher eingegangen werden.

Als Ursache dieser Störungen müssen wir wie überall sonst magnetische Gesteine annehmen. Da unveränderte Sedimente durchweg uninagnetisch oder nur schwach magnetisch sind, fallen sie für eine Erklärung aus. Es bleibt noch die Auswahl zwischen Eruptivgesteinen und kristallinen Schiefern. Die Untersuchungen der letzten Jahre haben ergeben, daß kristalline Schiefer sedimentären Ursprungs, wie Phyllite, Glimmerschiefer, Paragneise usw. uninagnetisch sind. Nur kristalline Schiefer mit hohem Eisengehalt wie Magnetitquarzite, Magnetit-amphibolite und andere Gesteine ähnlicher Art können stark magnetisch sein und sind dann die Ursache entsprechender Störungen des Erdfeldes. Für solche Anomalien ist in der Regel ihre ausgesprochene Erstreckung im Streichen bezeichnend. Da kristalline Schiefer fast überall in steil gefalteten Zügen auftreten, ergeben sich daraus schmale und lange Störungszüge. Als bekannte Beispiele von Störungen dieser Art seien die der russischen Bezirke von Kursk und Kriwoi Rog angeführt. Diese Störungen zeigen ganz andere Formen, als wir sie bei der Kelberger Anomalie beobachten. Auch bei flacherer Lagerung magnetischer Schichtglieder von kristallinen Serien müssen wir ebenso wie bei lagerartigen Intrusionen oder etwaigen Deckenergüssen in Sedimentserien usw. ein andersartiges Störungsbild, nämlich das Störungsbild magnetischer Platten erhalten. Auch derartige Störungsbilder sind grundverschieden von dem bei Kelberg gefundenen. Dagegen paßt Gestalt und Ausdehnung der Kelberger Anomalie sehr gut zu den Störungen, die man als Wirkung von Plutonen erkannt hat. Wir können also schon aus der Form der Anomalie mit einiger Sicherheit darauf schließen, daß die zwischen Mayen und Gerolstein gefundene Anomalie die Wirkung eines lakkolithischen Intrusionskörpers darstellt.

Es ergibt sich nun die Frage nach dem geologischen Alter dieses vermutlichen Plutons. Man könnte zunächst versucht sein, in der Kelberger Anomalie die Wirkung basischer Eruptiva zu sehen, die in Verbindung zu dem jungen Vulkanis-

mus zu setzen sind und gleichzeitig mit den Ergußgesteinen dieser Epoche emporgedrungen sind. Es ist das ein Gedanke, dem bereits J. Jung (1933) bei seiner geophysikalisch geologischen Synthese von Frankreich Ausdruck verliehen hat. Doch sprechen gegen eine solche Erklärung wichtige Argumente. Zunächst können wir ja nur die ungefähre Gestalt des vermutlichen Plutons nach dem Verlauf der Isanomalien feststellen. Da zeigt es sich aber, daß dieses Gebilde in ausgesprochen variskischer Richtung gestreckt ist. Dadurch wird es wahrscheinlich, daß seine Bildung oder Umbildung in irgendwelcher Beziehung zur variskischen Orogenese steht. Bei einem tertiären Lakkolithen dagegen läßt sich kein Grund für eine Erstreckung in dieser Richtung angeben. Die Mehrzahl der Plutone unserer deutschen Mittelgebirge sind variskisch und es spricht schon aus diesem Grunde vieles für eine Entstehung unseres Plutons in dieser Zeit. Aber davon abgesehen ist die räumliche Lage der Störungen nicht der Art, daß man in ihnen so etwas wie die Wirkung des Herdes der tertiären vulkanischen Vorgänge sehen könnte: Es fallen zwar eine Anzahl der Eruptionspunkte dieser Zeit in das gestörte Gebiet, aber der Schwerpunkt des tertiären Vulkanismus liegt außerhalb der regionalen Anomalie. Es kommt hinzu, daß die kaustischen Wirkungen an den Auswürflingen des Laacher Sees nach Westen zu, also mit Annäherung an unseren Störungskörper abnehmen. Diese kaustischen Wirkungen sollen durch die vulkanischen Vorgänge im Tertiär entstanden sein. Da unsere Anomalie keine Beziehungen zu ihnen erkennen läßt, wird es unwahrscheinlich, sie mit diesen Vorgängen in Zusammenhang zu bringen. Schließlich kann es kaum zweifelhaft sein, daß unsere Anomalie ähnlicher Art ist wie die Anomalie von Monschau, über die früher berichtet wurde (H. Reich 1931). Für diese letztere ist, da dort tertiärer Oberflächenvulkanismus ganz fehlt und das Streichen in altvariskischer Richtung noch ausgeprägter ist als bei der Anomalie von Kelberg, variskisches Alter so gut wie sicher. Neuerdings sind dort in den alten Schiefern der Hohen Venn Wirkungen von Kontaktmetamorphose nachgewiesen, die so auch an der Oberfläche das Dasein des Lakkolithen in der der Tiefe verraten.

Bei unserem Objekt sind bisher irgendwelche derartige Erscheinungen nicht beobachtet worden. Man muß also annehmen, daß dieser Pluton in noch größerer Tiefe stecken geblieben ist als der von Monschau. Das geht auch aus der Gestalt der Isanomalien hervor, die ein ausgeglichenes Bild zeigen, wie es nur durch tief liegende Störungsmassen verursacht werden kann. Weiter spricht für eine große Tiefenlage des Plutons der Umstand, daß der Gradient der magnetischen Störung auf größere Erstreckung gleich bleibt, wie das aus dem gleichmäßigen Abstand der Isanomalien geschlossen werden kann, und bei weitem nicht dieselbe Größe erreicht wie bei Monschau. Auch die Amplitude der Störungswerte bleibt weit hinter der der Monschauer Störung zurück. Ebenso sprechen geologische Gründe für eine erhebliche Tiefe: Die Kontaktwirkung solcher großen Intrusionskörper geht meist über einen Kilometer heraus. Aus dem Fehlen oberflächlicher Kontakterscheinungen kann geschlossen werden, daß dieser Wert als Mindesttiefe unseres Plutons angesehen werden kann.

Noch etwas ist auffallend an dieser magnetischen Störung. Die bisher mit magnetischen Variometern untersuchten Plutone haben durchweg magnetische Außenzonen. Der Granitkern dagegen unterscheidet sich in seiner Magnetisierung meist nur unwesentlich von seiner sedimentären Umgebung. Auch das ist ja ganz ausgesprochen beim Monschauer Pluton der Fall, bei dem sich in der Nähe des durch Tagesaufschlüsse bekannten Lammersdorfer Granits keine magnetischen Störungen ergeben haben. Dieselben konzentrieren sich dort vielmehr auf eine relativ schmale variskisch gerichtete Außenzone im Osten. Bei unserem Störungskörper ist nur eine Andeutung einer geringeren Magnetisierung im Inneren des Plutons vorhanden. Wir haben auch im Kerngebiet der Anomalie überall ziemlich hohe positive magnetische Störungswerte gefunden. Es ist nur eine relativ schwache Abnahme der Störungsamplitude der positiven Anomalie im Kerngebiet festzustellen. Man könnte das so deuten, daß der in der Tiefe anzunehmende Eruptivkörper seine Schale basischer Differentiationsprodukte nicht völlig durchbrochen oder beiseite geschoben hat, wie das sonst die Regel ist. Dieser Prozeß hat aber auch bei diesem Körper bereits begonnen, bevor er völlig erstarrt ist. Darum ist eine magnetische basische Randzone besonders im Südosten der Anomalie bereits deutlich zu erkennen. Die basische Schale hat also im Zentrum zum mindesten bereits eine Schwächung erfahren.

Nach all dem spricht sehr viel dafür, die Kelberger Anomalie als die Wirkung eines in größerer Tiefe stecken gebliebenen Plutons variskischen Alters anzusprechen. Ist nun nicht wenigstens von dem Gangfolge dieses Plutons an der Oberfläche irgendetwas zu sehen? Ein allein durch geophysikalische Messungen nachgewiesenes Gebilde hat für den Geologen, der gewohnt ist, seine Schlüsse auf Grund sichtbarer Aufschlüsse zu ziehen, etwas Schemenhaftes. Da ist es gut, daß auch solche oberflächlich sichtbaren Anzeichen eines Plutons nicht ganz fehlen. Das sind die Vorkommen von Schwerspatgängen in diesem Gebiet. Auf eine mögliche Beziehung dieser Gänge zu dem magnetisch gefundenen Pluton machte mich zuerst Herr Dahlgrün aufmerksam. Die bekannten Vorkommen liegen am Rande der Anomalie verteilt. Da Schwerspatgänge fast stets in Verbindung mit granitischen Magmen auftreten, ist es sehr wohl möglich, daß wir in diesen Gängen die geforderten sichtbaren Anzeichen des in der Tiefe verborgenen Plutons vor uns haben.

Für das *Ahrweiler Hoch* scheint ähnliches zu gelten wie für das Kelberger Hoch. Auch hier kann man eine deutliche Erstreckung in variskischer Richtung erkennen. Der noch geringere Gradient, die noch geringere Störungsamplitude und die noch weniger differenzierte Gestalt sprechen für eine noch erheblich größere Tiefe dieses Gebildes als beim Pluton von Kelberg. Da das Gebiet dieser Störung magnetisch noch nicht im Einzelnen untersucht ist, erübrigt sich ein Eingehen auf weitere Einzelheiten.

2.

In den auf die Untersuchung bei Kelberg folgenden Jahren habe ich mich noch weiter mit magnetischen Messungen im Gebiet des Rheinischen Schiefergebirges

beschäftigt und versucht, größere Anomalien aufzufinden. Bisher hat sich indes bei diesen Messungen nichts feststellen lassen, was den besprochenen Anomalien

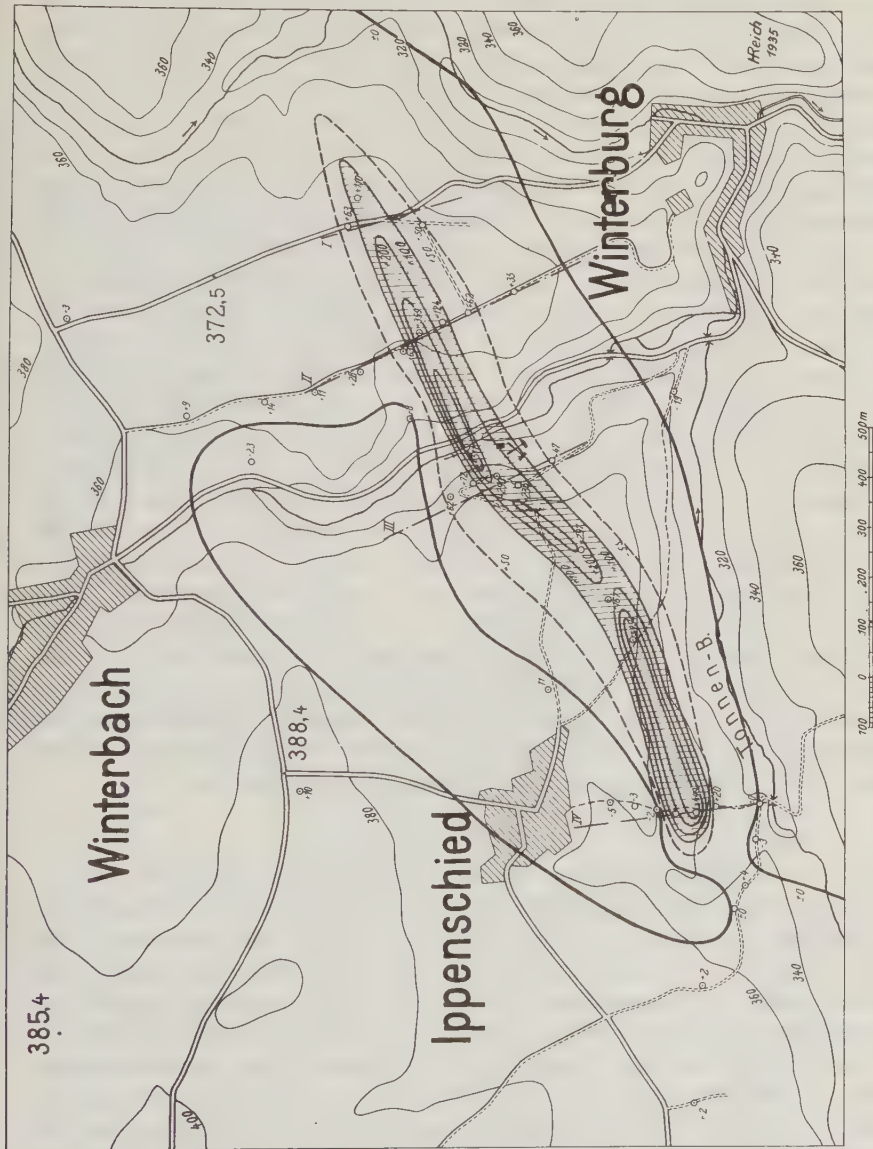


Fig. 2. Magnetische Z-Isanomalien über einem Magnetitlager im Soonwald. H. Peich 1935

Punkte mit Ziffern = Meßpunkte mit Z-Störungswert (ΔZ) in γ . Stark ausgezogene Linien = Z-Isanomalien im Abstand von 100 γ . Gestrichelte Linie = + 50 γ Z-Isanomale. Quer schraffiert = Gebiet mit $\Delta Z > +100 \gamma$

gleichwertig wäre. Es ist allerdings noch allerhand Arbeit zu leisten, bis eine planmäßige Vermessung des ganzen Gebietes durchgeführt ist. Im Osten des Rheinischen Gebirges z. B. sind noch eine Reihe von Anzeichen für Tiefenvulkanis-

mus vorhanden, ohne daß dies Gebiet bisher magnetisch untersucht werden konnte. Meine Bemühungen erstreckten sich seither besonders auf den Südrand des Rheinischen Schiefergebirges, auf die Gebiete des Taunus und des Soonwaldes. Von den dort erzielten Ergebnissen möchte ich nun im folgenden einige typische Beispiele vorführen. Da ist zunächst das Magnetitvorkommen von Winterbach, das bergbaulich untersucht worden ist. Es handelt sich um einen nahezu senkrecht einfallenden Lagergang von Magnetit. Selbstverständlich konnten die bekannten Lagerteile magnetisch sehr gut erkannt werden. Darüber hinaus gelang es, die Fortsetzung des Vorkommens im Streichen nach beiden Seiten hin sehr schön durch magnetische Messungen zu zeigen. Wie die beiliegende Kartenskizze (Fig. 2) zeigt, ist die durch das Magnetitlager hervorgerufene magnetische Anomalie im Westen bei Ippenschied scharf abgeschnitten. Da dieses Ende der Anomalie mit einem Quertälchen zusammenfällt, ist es sehr wahrscheinlich, daß das Vorkommen hier von einer Querverwerfung abgeschnitten wird, die ja häufig Veranlassung zur Bildung von Quertälern geben. Im Gegensatz dazu scheint das Vorkommen im Osten allmählich in die Tiefe zu gehen. Die Störungswerte nehmen hier allmählich ab, ohne sich ganz zu verlieren. Noch außerhalb des in der Kartenskizze erfaßten Gebietes ist im weiteren Fortstreichen die magnetische Wirkung zu erkennen. Erwähnenswert ist noch das folgende Kuriosum. Das Vorkommen ist schon früher einmal von einer Privatgesellschaft magnetisch untersucht worden. Damals glaubten die Beobachter, eine Magnetisierung festgestellt zu haben, die dem heutigen Erdfeld entgegengesetzt ist. Das ist, wie meine Messungen zeigen, nicht der Fall. Das Vorkommen ist vielmehr geradezu ein Musterbeispiel für die Gültigkeit der Induktionstheorie. Dort, wo man das Einfallen der Lagerstätte durch den Bergbauversuch kennt, stimmt die gefundene Anomalie genau zu dem bekannten Fallwinkel. Bei den von meinem Vorgänger gemachten Messungen ist das Meßinstrument im verkehrten Sinne abgelesen worden, was im übrigen der praktischen Verwendbarkeit der Messungen keinen Abbruch getan hat.

3.

Als weiteres Bild einer solchen mehr lokalen Anomalie möchte ich eine geologisch-magnetische Karte zeigen, die ein Gelände betrifft, das von Grünschiefern des Vordevons eingenommen ist. Es ist ein Gebiet, das am Südrand des Taunus in der Gegend von Eppstein gelegen ist. Wir sehen einen zweigeteilten Zug positiver magnetischer Anomalien, der sich in der Streichrichtung des alten Gebirges hinzieht. In der Skizze (Fig. 3) sind die Grünschiefer des Gebietes, die als Umwandlungsprodukte von Felsokeratophyren und Keratophyren aufgefaßt werden, besonders bezeichnet, ebenso die Serizitgneise, die aus der Quarzkeratophyrreihe stammen. Im Gebiet dieser Schichten treten die gemessenen Störungen auf. Es fällt aber auf, daß, wenn auch das allgemeine Streichen der magnetischen Anomalie sich dem Vorkommen dieser Gesteine anpaßt, die geologische Kartierung doch gegenüber dem magnetischen Bilde sehr wesentliche Unterschiede zeigt. Dabei ist es so gut wie sicher, daß es derartige grüne Gesteine sind, die die magnetischen

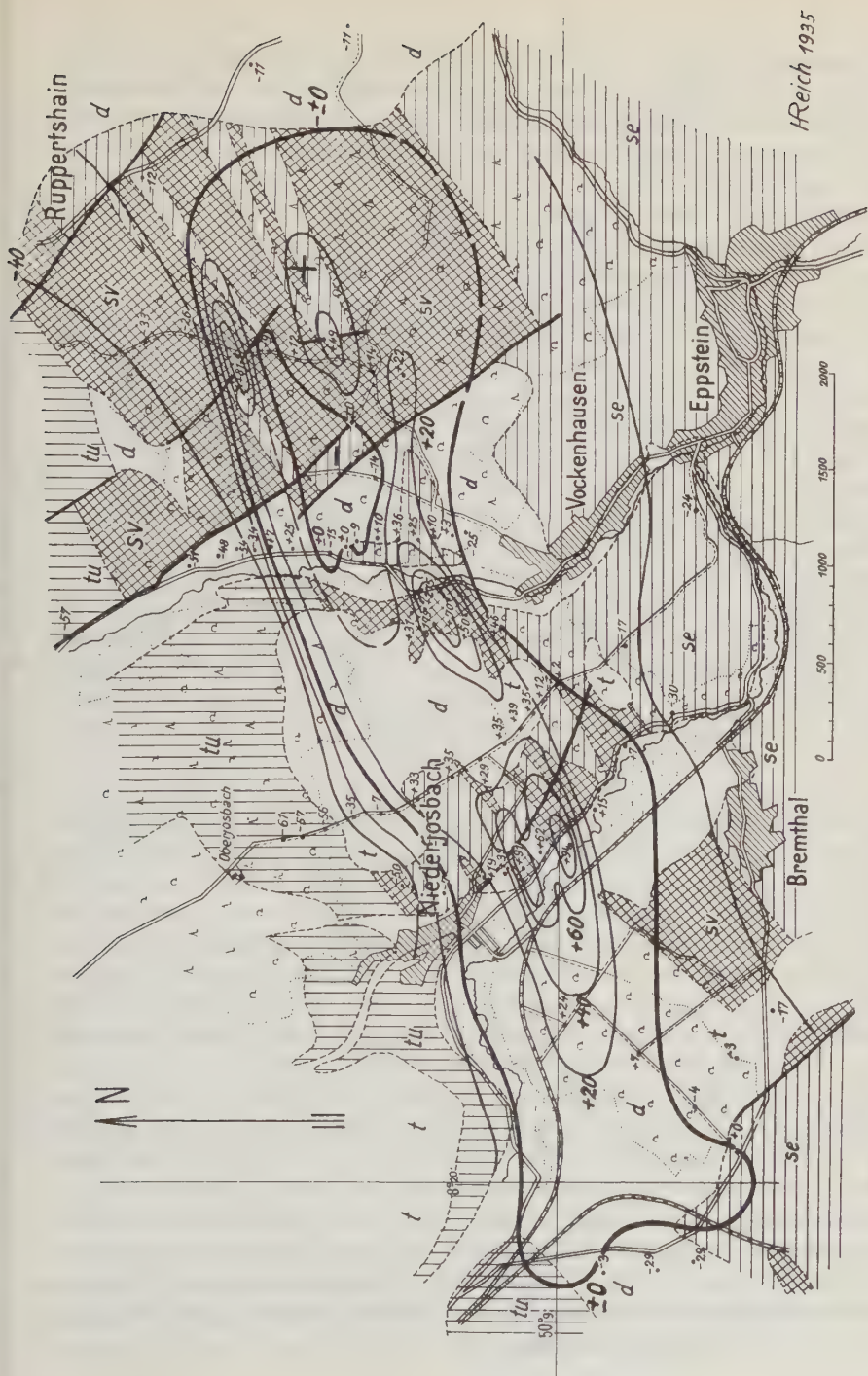


Fig. 3. Geologisch-erdmagnetische Skizze der Umgebung von Vockenhausen (Tannus). H. Reich 1935

Anomalien hervorrufen. Denn insbesondere die von Schlossmacher näher beschriebenen Gesteine dieser Art von der Mohrschen Mühle bei Vockenhausen zeigen auch im Handstück einwandfreie magnetische Wirkungen. Die Unterschiede zwischen geologischer Kartierung und magnetischer Aufnahme kommen wohl in der Hauptsache dadurch zustande, daß für die magnetische Wirkung nicht allein die an der Oberfläche sichtbaren Gesteine in Frage kommen, sondern ganz besonders auch unterirdische Massen. Auf diese Weise mag sich mancher Unterschied zwischen geologischem und magnetischem Bilde klären. Trotzdem will es mir scheinen, daß die magnetische Methode, gerade weil sie auch die unterirdischen Vorkommen mit berücksichtigt, das Gesamtbild der Tektonik, d. h. den tektonischen Stil, vielleicht wahrheitsgetreuer wiedergibt als die geologische Kartierung. Insbesondere hat man wohl der Bruchtektonik bei der Oberflächenkartierung eine zu große Rolle zugeschrieben. Gewiß prägen sich gewisse ganz besonders ausgesprochene Querstörungen auch im Verlauf der magnetischen Isanomalien ab. Die Mehrzahl der geologisch kartierten größeren und kleineren Verwerfungen ist indes im magnetischen Bilde nicht zu erkennen. Diesen Störungen scheint demnach eine größere geologische Bedeutung nicht zuzukommen. Es wird hier also durch die magnetische Methode dem kartierenden Geologen nahe gelegt, den Einfluß der Querstörungen auf die Tektonik nicht zu überschätzen. Es ist das eine Auffassung, die auch aus rein geologischen Erwägungen heraus bei den im Gebiete des Rheinischen Gebirges arbeitenden Geologen immer mehr an Boden gewinnt. Das rheinische Schiefergebirge ist in erster Linie ein Faltengebirge, spätere Querstörungen haben seinen Bau verhältnismäßig nur sehr wenig verändert.

4.

Während die bisher angeführten Objekte magnetisch-physikalisch keine Besonderheiten zeigen, soll nun noch am Schluß das Isanomalienbild eines Objektes vorgelegt werden, das keine normale Magnetisierung aufweist. Die weitaus überwiegende Zahl aller magnetischen geologischen Objekte sind so magnetisiert, wie sie unter der Induktionswirkung des heute bestehenden Erdfeldes magnetisiert sein müssen. Ausnahmen von dieser Regel sind in der Literatur schon eine ganze Reihe angeführt (siehe hierzu C. A. Heiland 1930). Trotzdem glaube ich, daß kaum eines dieser Vorkommen so merkwürdig und schwer erklärbar ist wie das, das im folgenden beschrieben werden soll. Diese Anomalie befindet sich südwestlich vom Kleinen Feldberg im Taunus da, wo von der Straße Königstein—Glashütten—Idstein die Straße nach dem Kleinen Feldberg und nach Oberreifenberg abzweigt. Auf dem Meßtischblatt heißt die Stelle die Untere Ödung. Es ist eine von jungem Fichtenbestand umgebene sumpfige Wiese. Vom geologischen Untergrund ist oberflächlich nichts zu sehen. Es ist vielmehr alles von lehmigem Schutt mit Taunusquarzitbrocken bedeckt. Die beiliegende Skizze (Fig. 4) zeigt die dort gefundene magnetische Anomalie. Der Störungskörper ist etwa 300 m lang (Ost-West) und 200 m breit (Nord-Süd). Das magnetische Gebilde hat somit keine Erstreckung in einer bestimmten Streichrichtung. Es paßt darum gar nicht zu den im Unter-

grund vorhandenen, gefalteten, variskischen Schichten und hat wohl auch mit diesen nichts zu tun. Nach der geologischen Aufnahme müßte hier unter Taunusquarzschutt ein Sattelaufbruch des Gedinnes liegen. Dieser kann die Ursache der

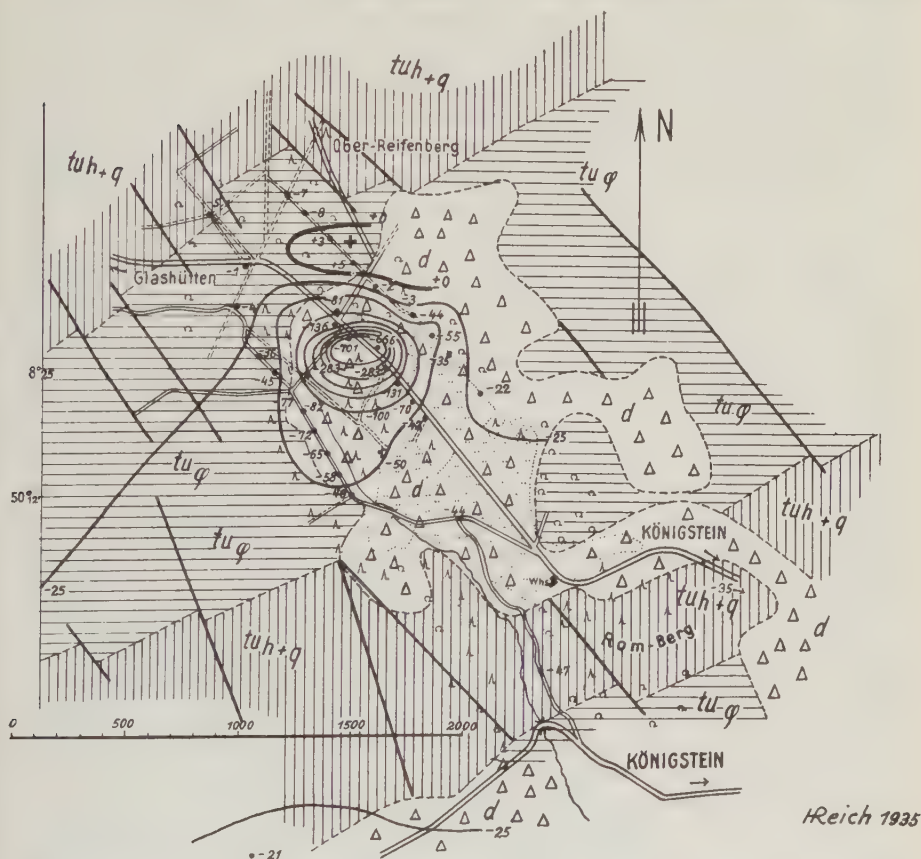


Fig. 4. Geologisch-erdmagnetische Skizze eines Gebietes SSW des Kleinen Feldbergs (Taunus). H. Reich 1935

Punkte mit Ziffern = Meßpunkte mit Z-Störungswerten in γ . Ausgezogene Linien = Z-Isanomalen: $\pm 0 \gamma$, -25γ , -50γ , -100γ , -150γ , -200γ , -250γ , -300γ und -600γ . Quer schraffiert = $tuh + q$ = Taunusquarzit und Hermeskeilschichten. Längs schraffiert = tuq = Gedinneschichten. Mit Δ -Zeichen versehen = d = diluvialer lehmiger Schutt. Geologie vereinfacht nach Leppla

Anomalie nicht sein, da, wie schon oben näher ausgeführt wurde, die Anomalie nicht variskisch gerichtet ist. Ich vermute vielmehr, daß wir hier die Wirkung eines Basaltvorkommens haben, das bisher oberflächlich nicht zu sehen ist, da es vom Schutt des Taunusquarzits bedeckt ist. Basaltschlöte sind in der Umgebung des Vorkommens mehrere bekannt, so z. B. bei Mammolshain und Naurod, so daß aus geo-

logischen Gründen nichts gegen eine solche Erklärung sprechen würde. Die Basalte dieses Gebiets sind recht kräftig magnetisch, wie sich das durch Versuche mit Handstücken feststellen ließ. So ist auch geophysikalisch diese Deutung wahrscheinlich. Gerade bei tertiären Basalten kennt man nun gelegentlich eine Magnetisierung, deren Richtung nicht zu dem heutigen Erdfeld paßt (C. G. Schulze 1930). Nach all diesen Argumenten ist also hier das Vorkommen eines tertiären Basaltstockes am wahrscheinlichsten. Wie schon gesagt, ist aber an der Oberfläche nichts von einem solchen zu merken. Immerhin ist die Wiese im Gegensatz zu ihrer weiteren Umgebung recht sumpfig, so daß auch dadurch das Vorhandensein eines klüftigen wasserführenden Gesteins innerhalb der alten Tonschiefer dieses Gebiets an Wahrscheinlichkeit gewinnt. Freilich ist ein eindeutiger Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme nur durch eine Schürfung möglich. Eine solche hat Aussicht, das magnetische Gestein in sehr geringer Tiefe zu fassen. Wahrscheinlich steht es direkt unter dem Schutt an und ist nicht von anstehendem Gestein der alten Formationen bedeckt. Das Zustandekommen der umgekehrten Magnetisierung ist in diesem Falle besonders merkwürdig. Man findet dieselbe sonst meist bei kleineren magnetischen Gebilden in der Nähe großer normal magnetisierter Massen. Das kommt hier nicht in Frage, da sich die weitere Umgebung des Vorkommens als magnetisch recht normal erwies. Auch eine tektonische Umkipfung des Vorkommens ist nach Lage der Dinge ausgeschlossen: nach Abschluß der variskischen Orogenese dürfte es hier in der Hauptsache nur noch zu Bewegungen gekommen sein, die an Bruchsystemen erfolgten und bei denen Anzeichen für Überkipnungen nicht beobachtet sind. Ebenso wenig kann man die negative Anomalie auf die Wirkung einer entsprechenden Neigung unter Annahme normaler Induktion zurückführen. Die Isanomalien sprechen vielmehr für einen nahezu saiger einfallenden geologischen Körper, mit einer dem heutigen Erdfeld genau entgegengesetzten Magnetisierung. Eine Erklärung dieser rätselhaften Erscheinung kann nicht gegeben werden. Es soll hier nur ausdrücklich auf dieses Vorkommen hingewiesen werden, das mit anderem Material zusammen vielleicht später einmal eine glaubhafte Erklärung dieser Erscheinungen möglich macht.

Schluß. In den vorstehenden Ausführungen konnte an Hand von Isanomalien-Skizzen von vier geologisch ganz verschiedenen Objekten gezeigt werden, wie man die Deutung solcher Anomalien in einem geologisch verhältnismäßig gut aufgeschlossenem Gebiet vornehmen kann. Es ist dadurch Material gesammelt, das die richtige Wertung magnetischer Anomalien in geologischem Neuland vorbereiten soll. Es konnte wahrscheinlich gemacht werden, daß eine große ausgedehnte Anomalie auf einen bisher unbekannten großen variskischen Pluton zurückzuführen ist. Ferner konnte die lokale kräftige Wirkung eines Magnetitlagers dargestellt werden, das durch magnetische Messungen sehr schön weiter zu verfolgen war. Dann konnte das magnetische Isanomalienbild eines Zuges alkristalliner magnetischer Schiefer gegeben werden und schließlich die Wirkung eines jungen tertiären Basalts mit umgekehrter Magnetisierung. Jede dieser vier Störungen hatte ihre Besonderheiten in ihrer Ausdehnung, ihrer Erstreckung,

ihrer Amplitude und ihrem Gradienten. Unter sorgfältiger Berücksichtigung der geologisch gegebenen Tatsachen ließ sich bei jeder dieser vier Störungen mit ziemlicher Sicherheit entscheiden, welchen geologischen Gebilden sie im einzelnen zuzuordnen waren. Es ist das der einzig mögliche Weg, der zu einer glaubhaften Deutung magnetischer Anomalien führen kann. Es hat sich in der Praxis immer wieder herausgestellt, daß eine derartige empirisch-geologische Behandlung magnetischer Anomalien bei deren Ausdeutung sehr viel weiter führt als die Einführung komplizierter Rechnungen. Nur die Anwendung der aller einfachsten Rechnungen etwa nach dem Nippoldtschen Zweipol-Verfahren (Nippoldt 1930) kann hier gelegentlich nützlich sein.

Literatur

- Dehalu, M. u. M. Merken: Nouvelle carte magnétique de la Belgique. — Physique du globe **1**. — Bruxelles 1931.
- Fuchs, A. u. A. Leppla: Geologische Karte 1:25000 und Erläuterungen Lfg. **253**. Bl. Oberreifenberg. 2. Aufl., Berlin 1927.
- Heiland, C. A.: Possible causes of abnormal polarisations of magnetic formations. — Zeitschr. f. Geophys. **6**, 228, 235 (1930).
- Jung, J.: La géologie profonde de la France d'après le nouveau réseau magnétique et les mesures de la pesanteur. — Annales de l'inst. de physique du Globe de l'univ. de Paris **11**. — Paris 1933.
- Leppla, A.: Geologische Karte 1:25000 und Erläuterungen Lfg. **15**. Bl. Königstein. 2. Aufl., Berlin 1924.
- Leppla, A., F. Michels u. K. Schlossmacher: Geologische Karte 1:25000 und Erläuterungen Lfg. **288**. Bl. Wehen. Berlin 1932.
- Nippoldt, A.: Verwertung magnetischer Messungen zur Mutung. — Verlag Jul. Springer. Berlin 1930.
- Reich, H.: Ergebnisse regional-magnetischer Forschungen in der Eifel. — Zeitschr. d. Deutsch. Geol. Ges. **83**, 646—653 (1931).
- Schulze, E. G.: Magnetische Vermessung einiger tertiärer Eruptivgänge und -stöcke im sächsischen Elbsandsteingebirge. — Zeitschr. f. Geophys. **6**, 141—156 (1930)

Planung und Verlauf der Magnetischen Reichsvermessung 1934/1935

Von **R. Boek**, Berlin-Pankow

Zustandekommen, Vorbereitung und Ausführung der Magnetischen Reichsvermessung 1934/1935 wird kurz beschrieben. Die neue Stationsverteilung wird mit den früheren Verhältnissen verglichen.

In den Jahren 1931 und 1932 war es möglich, auf Grund der Anregungen von Fr. Schuh und H. Reich mit Mitteln des mecklenburgischen und preußischen Staates in Mecklenburg-Schwerin, in Schleswig-Holstein, in Oldenburg und im

östlichen Hannover magnetische Stationen I. Ordnung anzulegen. Da jedoch mit weiteren Bewilligungen seitens der Staaten kaum zu rechnen war, da außerdem die Vermessung des gesamten Reichsgebiets in dem begonnenen Umfang eine viel zu große, wertmindernde Zeitspanne erfordert hätte, beschlossen F. Burmeister und H. Reich, die Deutsche Forschungsgemeinschaft zur Finanzierung einer einheitlichen magnetischen Reichsvermessung anzuregen. Gerade sie hatten durch ihre Arbeiten die Unzulänglichkeit der bestehenden Verhältnisse deutlich erkennen lassen. Denn H. Reich stellte bei seinen zahlreichen Vermessungen mit dem Vertikalvariometer fest, daß manche Stationen der alten preußischen Aufnahme Unstimmigkeiten zeigten, die weit über die Beobachtungsfehler hinausgingen, und F. Burmeister stieß bei einer einheitlichen Verarbeitung aller süddeutschen Beobachtungen und bei dem Entwurf einer Störungskarte Süddeutschlands auf Schwierigkeiten, da sich die einzelstaatlichen Vermessungen nur sehr schwer aneinanderfügen ließen. H. Reich bahnte daher im Jahre 1933 Verhandlungen mit der Deutschen Forschungsgemeinschaft an, die Erfolg versprachen. A. Nippoldt reichte einen eingehend begründeten Antrag ein, auf Grund dessen im März 1934 die Bereitstellung der Mittel erfolgte. Auch an dieser Stelle sei der Deutschen Forschungsgemeinschaft hierfür vielmals gedankt.

Die Vorarbeiten — Festlegung der Beobachtungspunkte und Zusammenstellung des Instrumentariums — waren in richtiger Vorahnung schon früher begonnen. Wieder, wie schon bei dem größten Teil der bestehenden Vermessungen, wurden für die Stationen trigonometrische Punkte gewählt, die durch einen Stein oberirdisch versichert sind. Es wurde ferner Wert darauf gelegt, eine möglichst große Zahl früherer Beobachtungspunkte in die neue Reichsvermessung einzubeziehen. Da Kraftwagen als Beförderungsmittel vorgesehen waren, konnte auf die Nähe einer Bahnstation verzichtet werden. Die zuständigen Vermessungsbehörden, das Reichsamt für Landesaufnahme, das Bayerische Landesvermessungsamt, das Sächsische Landesvermessungsamt, die Abteilung für Topographie des Badischen Finanz- und Wirtschaftsministeriums, das Hessische Vermessungsamt und das Mecklenburgische Landesvermessungsamt unterstützten das Unternehmen in jeder Weise. Die Arbeiten wurden zusammen und in steter Verbindung mit F. Burmeister unter Außerachtlassung jeglicher Landesgrenzen erledigt. Nur Württemberg wurde für sich von E. Kleinschmidt bearbeitet und vermessen, aber auch hier wurde auf die Lage der Stationen im Rahmen des Ganzen Rücksicht genommen.

Für die Beurteilung der vorgesehenen Beobachtungspunkte hinsichtlich ihrer Störungsfreiheit, was wohl erstmalig bei dieser Aufnahme in so eingehender Weise erfolgte, stellte H. Reich seine reiche Erfahrung zur Verfügung. Jede Station wurde nach geologischen Verhältnissen oder früheren Ergebnissen kritisch behandelt. Bis auf die noch im Störungsbereich des Vogelberges liegende Station Merlau, die aber schon verdächtig erschien, haben sich die nach mancherlei Umlegungen endgültig festgesetzten Stationen als störungsfrei erwiesen, vollkommen entsprechend den Annahmen von H. Reich.

Über die örtlichen Verhältnisse gaben Berichte der zuständigen Ortsbehörden Auskunft. Trotzdem war es in vereinzelt Fällen erforderlich, noch während der Reise selbst die Stationen auszuwählen, so daß die Verteilung erst seit dem am 18. Oktober 1935 erfolgten Abschluß der praktischen Arbeit vorliegt.

Tabelle 1

	Zeit	Frühere magnetische Vermessung. Stationszahl	Stationszahl, jetzt (bei gleich- mäßiger Ver- teilung)	Differenz
1. Norddeutschland*)	1898—1903	265 — 46 —		
		219	392	+ 173
2. Bayern**)	1903—1911	163 — 3 —		
		160	87	— 73
3. Pfalz ***)	1927—1928	60	10	— 50
4. Württemberg †)	1900	61	26	— 35
5. Sachsen ††)	1907	100	20	— 80
6. Hessen †††)	1906	9	7	— 2
7. Hessen §)	1910—1911	59 — 14 —		
		45	7	— 38
8. Baden §§)	1906	14	22	+ 8

Anmerkung: Die Abzugszahlen unter 1., 2. und 7. betreffen Stationen, die in verlorenen Gebieten oder außerhalb des eigentlichen Vermessungsbereiches liegen.

Die Gesamtzahl der über das Deutsche Reich gleichmäßig verteilten Stationen beträgt 552. Die Veränderungen gegenüber den früheren Vermessungen gibt die Tabelle 1 wieder.

*) Ad. Schmidt: Magnetische Karten von Norddeutschland, Veröff. d. Pr. Met. Inst. Abh. Bd. III, Nr. 4 (1910), und A. Schmidt: Die magnetische Vermessung I. Ordnung des Königreichs Preußen nach den Beobachtungen von M. Eschenhagen u. J. Edler, ebenda Bd. IV, Nr. 12 (1914).

**) F. Burmeister: Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern, Veröff. d. Erdphys. Warte bei der Sternw. München, Heft 5 (1928).

***) F. Burmeister: Erdmagnetische Vermessung der Rheinpfalz, Veröff. d. Erdphys. Warte bei der Sternw. München, Heft 6 (1932).

†) K. Haussmann: Die erdmagnetischen Elemente von Württemberg und Hohenzollern, Stuttgart (1903).

††) O. Göllnitz: Die magnetische Vermessung des Sächsischen Staatsgebietes, Beiheft zum Jahrbuch für das Berg- und Hüttenwesen in Sachsen auf das Jahr 1919, Freiberg.

†††) und §§) A. Nippoldt: Magnetische Karten von Südwestdeutschland für 1909, Veröff. d. Pr. Met. Inst. Abh., Bd. III, Nr. 7 (1910).

§) K. Schering u. A. Nippoldt: Erdmagnetische Landesaufnahme von Hessen, Darmstadt (1923).

Die Vermessung selbst wurde ausgeführt von:

1. Prof. Dr. E. Kleinschmidt, Oberregierungsrat
beim Luftamt Stuttgart (Kl) an 26 Punkten.
2. Dr. F. Burmeister, Observator der Erdphysi-
kalischen Warte München (Bu) an 170 „
3. Prof. Dr. H. Reich, Geologische Landesanstalt
und Technische Hochschule Berlin (R) an 68 „
4. Prof. Dr. F. Errulat, Geophysikalische Warte
der Universität Königsberg (Err) an 83 „
5. Dr. R. Bock, Observator am Magnetischen Obser-
vatorium der Universität Berlin (Bk) an 211 „

Hier sind einige Stationen doppelt gezählt, während die in der Gesamtzahl von 552 enthaltenen Observatorien Niemeck, Maisach und Groß-Raum bei dieser Aufstellung unberücksichtigt blieben.

Die Vergleichbarkeit aller ausgeführten Messungen ist durch folgende gegen-
seitige Anschlüsse gesichert:

- 1984 in Niemeck, Adolf Schmidt-Observatorium . . Kl, Bu, R, Err, Bk,
in Groß-Raum bei Königsberg, Observatorium Err, Bk,
in Gräfenhausen bei Darmstadt Bu, Bk,
in Niemeck, Adolf Schmidt-Observatorium . . Bu, R, Err, Bk.
- 1935 in Niemeck, Adolf Schmidt-Observatorium . . Bu, R, Bk,
in Wilhelmshaven, Marineobservatorium . . . R, Bk,
im Observatorium Collmberg bei Oschatz. . . Bu, Bk,
in Münchingen bei Stuttgart Kl, Bu,
durch Prüssau bei Lauenburg i. P. Err, Bk,
durch Klein-Logisch bei Glogau R, Err, Bk,
durch Hodderup bei Flensburg Bu, Bk,
in Niemeck, Adolf Schmidt-Observatorium . . Bu, R, Err, Bk.

Aus früherer Zeit liegen noch verwertbare Anschlüsse vor:

- in Niemeck, Adolf Schmidt-Observatorium . . Bu, Bk,
in Seddin, Magnetisches Observatorium . . . Bu, Bk,
in Gräfenhausen bei Darmstadt Bu,
in Maisach, Magnetisches Observatorium . . . Bu, Bk,
in Groß-Raum bei Königsberg, Observatorium Err, Bk,
in Wilhelmshaven, Marineobservatorium . . . Bk,
in Rechtenbach 1 (Pfalz) Bu,
in Zweibrücken 4 (Pfalz) Bu,
in Kaiserslauten 8a (Pfalz) Bu,
in Neustadt 7 (Pfalz) Bu,
in Weisenheim a. B. 1 (Pfalz) Bu,
in Wunsiedel (Oberfranken) Bu.

Der weitaus größte Teil des Instrumentariums entstammt der Werkstatt für Präzisionsmechanik G. Schütze, Potsdam, nämlich drei Reisetheodolite und drei Aufsatzerdinduktoren mit Handradantrieb^{*)}). F. Burmeister und E. Kleinschmidt benutzten bereits vorhandene Theodolite von Tesdorpf. Ein Erdinduktor der Askania-Werke und ein Erdinduktor der früheren Firma Toepfer wurden von E. Kleinschmidt und F. Errulat verwandt. Als Stromindikatoren dienten Edelmannsche Saitengalvanometer. Die Untersuchung des Beobachtungspunktes auf Störungsfreiheit erfolgte mit Schmidtschen Feldwaagen.

Die Beobachtungen der Deklination wurden mit dem Pinnenmagnet in zwei Sätzen zu mindestens je zehn Einzelablesungen ausgeführt. Fast überall waren zur Bestimmung der astronomischen Nordrichtung koordinierte Kirchtürme oder andere Baulichkeiten oder Pyramiden sichtbar. Nur vereinzelt, in stark bewaldeten Gegenden, mußte auf die Beobachtungen des Standes der Sonne zurückgegriffen werden. In ganz seltenen Fällen mußte die Deklinationsbeobachtung unterbleiben, da Bewölkung und gleichzeitig Sichtbehinderung oder Nebel herrschten.

Die Horizontalintensität wurde durch Ablenkungen und Schwingungen mit zwei Magneten in je zwei Sätzen bestimmt. Es ergeben sich mithin vier selbständige Werte der Horizontalintensität. Bei den Ablenkungen kam eine am Faden hängende Nadel zur Verwendung.

Auch für die Messung der Inklination erfolgten vier Bestimmungen, die bei den Aufsatzerdinduktoren in vier verschiedenen Lagen der Spule möglich sind. Die Mindestzahl der Einzeleinstellungen beträgt 24. Die erreichte Genauigkeit dieses in die Vertikalintensität so stark eingehenden Elementes ist gegen früher erheblich gesteigert.

Die Ergebnisse der Untersuchungen, die auf der Station und in ihrer nächsten Umgebung mit der Vertikalwaage stattfanden, liefern gleichzeitig die Differenzen der Vertikalintensität von Punkt zu Punkt und geben somit eine wertvolle Kontrolle der aus Horizontalintensität und Inklination errechneten Vertikalintensität.

Außer den ständigen Observatorien Niemegk, Maßsach, Groß-Raun und Wilhelmshaven waren zeitweilig, während in dem betreffenden Bereich die Vermessung erfolgte, auf dem Kleinen Feldberg im Taunus, auf der Lorettöhöhe bei Freiburg i. B. und in Ratibor Registrierstationen in Betrieb.

Die Vermessung erfolgte in den Jahren 1934 und 1935 von März bis Oktober. Der Tätigkeitsbereich von E. Kleinschmidt ist durch die politische Grenze Württenbergs festgelegt. F. Errulat war in Ostpreußen und in dem Bereich tätig, der durch den polnischen Korridor, die Ostsee, die geographische Länge $15^{\circ} 20'$ und etwa die Breite von Glogau begrenzt ist. Bayern und Pfalz wurden von F. Burmeister, Schlesien von H. Reich und R. Bock vermessen. Im übrigen Reichsgebiet stellten F. Burmeister, H. Reich und R. Bock die Messungen an, ohne daß hier eine Abgrenzung der Arbeitsgebiete erfolgte; es wurde vielmehr absichtlich ein möglichst starkes Ineinandergreifen der einzelnen Bereiche erstrebt.

^{*)} R. Bock, Zeitschr. f. Instrumentkde. 52, 85—86 (1932), Nr. 2.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXII. Eichung von Fernschallempfängern (Membranapparate und Undographen)

Von **Heinz Dobberstein**, Clausthal-Zellerfeld I — (Mit 10 Abbildungen)

Bei den künstlichen Sprengungen zur Erforschung der oberen Atmosphäre mittels Schallwellen wurden die Fernschallempfänger (vornehmlich der Membranapparat von Wiechert und der Undograph von Kühl) bislang nur dazu benutzt, die Schalleinsätze zu registrieren, und damit die Laufzeit des Schalles zu bekommen. Im übrigen begnügte man sich mit der allgemeinen Feststellung, daß bei Fernschall hauptsächlich Frequenzen um 5 Hz auftreten. Man war der Ansicht, daß keines der verwendeten Geräte zur unmittelbaren Auswertung der wahren Störungsfunktion geeignet sei*). Aus der folgenden Arbeit geht aber hervor, daß die Schallaufzeichnungen der Membranapparate und Undographen an Hand ihrer entsprechenden Resonanzkurven sehr wohl zur Gewinnung des wirklichen Luftdruckverlaufes brauchbar sind. Es ist anzunehmen, daß die Entwicklung der Luftseismik ähnlich wie die der experimentellen Bodenseismik gehen wird. Dort begnügte man sich zuerst auch mit den Einsätzen der seismischen Wellen und lernte erst viel später die Wellenformen deuten und achtete dann bei der Konstruktion der Seismographen auf möglichst formgetreue Wiedergabe der Bodenbewegungen. Man wird also auch künftig in der Luftseismik, wie schon die Erfahrungen bei den Schallsprengungen im Polargebiet zeigten, nicht nur den Einsatz, sondern auch das ganze Schwingungsbild benutzen müssen, um die Schallphänomene der Atmosphäre weiter zu klären. So macht z. B. K. Wölken**) auf einen Unterschied in den Wellenformen bei Sprengungen im Sommer und im Winter aufmerksam. Damit ergibt sich die Frage, wie weit es möglich ist, aus den Aufzeichnungen der verschiedenen Apparatetypen auf die wirklich einfallenden Wellenformen und Druckschwankungen zu schließen.

Um eine Schallregistrierung genauer analysieren zu können, muß man die Wiedergabetreue, d. h. die Resonanzkurve des betreffenden Schallempfängers kennen. Es genügt aber nicht, die für die bekannten theoretischen Resonanzkurven nötigen Konstanten wie Eigenfrequenz, Dämpfung und Empfindlichkeit zu bestimmen, sondern man muß die experimentell gewonnene Resonanzkurve zugrunde legen.

*) Vgl. die Arbeiten des Preuß. Aeronaut. Observatoriums bei Lindenberg, Bd. XVI, Heft D, S. 3.

**) K. Wölken: Schalluntersuchungen im Polargebiet, Zeitschr. f. Geophys. 10, 222, (1934).

A. Wirkungsweise der Fernschallempfänger

Theoretisch sind die Verhältnisse bei den Schallempfängern eingehend von O. Meissner*) und B. Gutenberg**) behandelt worden. Die verschiedenen Empfängertypen kann man auf eine Kolbenmembran zurückführen und so mathematisch einfach behandeln. Man kommt so zu einer Differentialgleichung für den Ausschlag a des Registrierpunktes von der Form:

$$\frac{d^2 a}{dt^2} + 2\delta \frac{da}{dt} + \omega_0^2 a = \omega_0^2 V p_0 \sin \omega t \dots \dots \dots (1)$$

wenn dauernde sinusförmige Druckwellen von der Frequenz ω und der Amplitude p_0 den Schallempfänger treffen, dessen Eigenfrequenz ω_0 , V seine statische Vergrößerung und δ seine Dämpfungskonstante bedeuten.

Die Lösung ist:

$$a = \frac{V p_0 \omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}} \sin(\omega t - \varphi) \dots \dots \dots (2)$$

mit einer Phasenverschiebung φ , die der Gleichung genügt:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Führen wir noch die Resonanzüberhöhung Q ***), das ist das Verhältnis der Resonanzamplitude A_0 ($\omega = \omega_0$) zur Amplitude bei statischem Ausschlag $A_{v=0}$, ein:

$$Q = \frac{A_0}{A_{v=0}} = \frac{\omega_0}{2\delta} = \frac{\pi}{d}$$

($d = \log$. Dämpfungsdekrement zweier aufeinanderfolgender gleichseitiger Amplituden), und setzen wir ferner für das Frequenzverhältnis $\omega/\omega_0 = z$, so erhalten wir die dimensionslosen Gleichungen:

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{\sqrt{z^4 + Q^2(1-z^2)^2}}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{z}{Q(1-z^2)} \dots \dots \dots (3)$$

Diese Gleichungen liefern die bekannten theoretischen Resonanzkurven. Eine solche Resonanzkurve ist für eine Resonanzüberhöhung $Q = 2$ ($d = 1.57$) in die Fig. 4 eingetragen (—).

Nun besitzen die Fernschallempfänger eine Öffnung, durch die sich ein Druckunterschied zwischen dem Außenraum und dem abgeschlossenen Luftvolumen allmählich ausgleichen kann. Sie ist notwendig, um die langperiodischen Luftdruckschwankungen von mehreren Sekunden Dauer auszugleichen, die z. B. durch

*) O. Meissner: Die theoretischen Grundlagen der Schallregistrierapparate I. Als Manuskript gedruckt. Reichsanstalt für Erdbettenforschung, Jena 1929.

**) B. Gutenberg: Gerlands Beitr. z. Geophys. 26, 34 (1930).

***). Vgl. H. Barkhausen: Einführung in die Schwingungslehre, Leipzig 1932.

den veränderlichen Winddruck auf den Registrierraum hervorgerufen sind. Sie betragen manchmal bis zu einigen Hundertstel mm Hg und können bei der Empfindlichkeit der Apparate die Schallaufzeichnung erheblich stören. Eine solche Öffnung ist beim Undographen durch den Spalt zwischen Glimmerflügel und fester Wand gegeben, beim Membranapparat ist sie in Form eines veränderlichen Ausgleichskonus gesondert angebracht. Auch eine auf den Schallapparat fallende Druckwelle ist also nicht mit ihrer vollen Amplitude wirksam, da sich ein Teil des Druckunterschiedes zwischen Innen- und Außenraum durch die vorhandene Öffnung ausgleichen wird. Und zwar wird bei langsamen Druckwellen der an der Auffangfläche wirksame Druckunterschied geringer sein als bei schnellen, da dann die Luft Zeit genug findet, diesen Druckunterschied durch die kleine Öffnung hindurch auszugleichen.

Um den an der Auffangfläche wirksamen Druck zu bestimmen, machen wir folgenden Ansatz*): Die Änderung des Druckunterschiedes $p = p_{\text{außen}} - p_{\text{innen}}$ pro Zeitelement dp/dt setzen wir proportional dem gerade herrschenden Druckunterschied p (sie wird ihn zu verkleinern suchen). Ferner kommt hinzu die zeitliche Änderung der diesen Druckunterschied erzeugenden Funktion $f(t)$, d. h. der ankommenden Schallwelle, also:

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma p + \frac{df(t)}{dt} \dots \dots \dots (4)$$

Dabei nehmen wir den Proportionalitätsfaktor γ , der durch die Größe und Form der Öffnung bedingt ist, als zeitlich konstant und frequenzunabhängig für alle vorkommenden Drucke an. Ferner ist hier die adiabatische Kompression der Luft im Gefäß durch die unter dem Einfluß des Druckunterschiedes p stattfindende Durchbiegung des Empfangssystems (z. B. der Membran) wegen ihrer Kleinheit vernachlässigt**).

Ist nun die plötzlich einsetzende Druckwelle $f(t) = p_0 = \text{konstant}$, so heißt die Differentialgleichung:

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma p,$$

und ihre Lösung

$$p = p_0 e^{-\gamma t},$$

d. h. der Druckunterschied gleicht sich nach einer e -Funktion aus. Auf diese Weise ist also γ bestimmbar. γ ist eine reziproke Zeit, und zwar ist $\gamma = 1/\tau$,

*) Eine ähnliche Rechnung hat M. Töpler: Ann. d. Phys. **12**, 788 (1903) für einen Luftdruckvariographen durchgeführt.

**) Beim Membranapparat beträgt das Gefäßvolumen $V = 2$ Liter. Einem Druckunterschied $\Delta p = 1 \cdot 10^{-2}$ mm Hg entspricht eine Membrandurchbiegung von rund 1μ . Nimmt man für die Durchbiegung Paraboloidform an (Membranradius 2 cm) so beträgt die Volumenänderung $dV \sim 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3$ und die adiabatische Druckänderung im Inneren $dp \sim 3.5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg, also dp rund 3.5 % von Δp . Für den Undographen sind die Werte noch günstiger.

wenn τ die Relaxationszeit bedeutet, d. h. diejenige Zeit, in der ein Druckunterschied p_0 auf den e -ten Teil abgesunken ist.

Ist aber, und das ist der hier für die Resonanzkurven interessierende Fall, $f(t) = p_0 \sin \omega t$, so wird:

$$\frac{dp}{dt} + \gamma p = p_0 \omega \cos \omega t.$$

Die allgemeine Lösung dieser inhomogenen Differentialgleichung lautet:

$$p(t) = e^{-\int \gamma dt} (C + \int p_0 \omega \cos \omega t \cdot e^{\int \gamma dt} dt),$$

wobei C eine Integrationskonstante bedeutet. Nach Ausrechnung der Integrale erhält man:

$$p(t) = C e^{-\gamma t} + \frac{p_0}{\sqrt{1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2}}} \cdot \sin(\omega t - \varphi) \quad \text{mit} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\gamma}{\omega}.$$

Das ist also die an dem Empfangssystem wirksame Druckfunktion, wenn die von außen herangeführte Druckwelle die Form $p_0 \sin \omega t$ hat. Sie enthält zwei wohl unterscheidbare Summanden. Der eine stellt einen nach einer e -Funktion abklingenden Vorgang, den Einschwingvorgang, dar. Der andere, das stationäre Glied, ist eine Sinuswelle von derselben Frequenz wie die ankommende Welle, gegen diese aber frequenzabhängig phasenverschoben, und seine Amplitude geht mit ω gegen Null, und mit wachsender Frequenz nähert er sich immer mehr der wirklichen Druckamplitude p_0 .

Wenn zur Zeit $t = 0$ die Druckwelle $f(t) = p_0 \sin \omega t$ beginnt den Schallempfänger zu treffen, so ist $p(0) = 0$ und die Konstante bestimmt sich zu:

$$C = \frac{-p_0 \cdot \gamma}{\omega \left(1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2}\right)}.$$

Fragen wir nun, wann der Einschwingvorgang auf den zehnten Teil der Amplitude des stationären Zustandes abgeklungen ist, so muß dafür gelten:

$$\frac{p_0 \cdot \gamma}{\omega \left(1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2}\right)} e^{-\gamma t} = \frac{p_0}{10 \sqrt{1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2}}},$$

also:

$$t = \frac{1 - \frac{1}{2} \log \left(1 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)}{\gamma \cdot \log e},$$

t wird mit wachsender Frequenz und wachsendem γ (zunehmender Ausgleichsöffnung) kleiner.

Beim Undographen ($\gamma \sim 32$) ist bei 1 Hz schon $t < 10^{-1}$ sec, beim Membranapparat für ganz geschlossenen Ausgleichskonus ($\gamma \sim 2$) $t \sim 1$ sec. Nach dieser

Zeit, d. h. also nach spätestens einer Periode kann man die wirksame Druckamplitude praktisch als konstant ansehen, und es gilt dann im stationären Zustand:

$$p = \frac{p_0}{\sqrt{1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2}}} \sin(\omega t - \varphi) \quad \text{mit} \quad \operatorname{tg} \varphi = -\frac{\gamma}{\omega} \quad \dots \quad (5)$$

Diese Druckfunktion (5) ist nun an Stelle von $p_0 \sin \omega t$ auf der rechten Seite der Schwingungsdifferentialgleichung (1) einzuführen, dann erhält man als Lösung für die Bewegung des Registrierpunktes a bei einer Druckausgleichsöffnung:

$$a = \frac{p_0 \omega_0^2 V}{\sqrt{\left(1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2}\right) ((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \delta^2 \omega^2)}} \sin(\omega t - \psi) \quad \dots \quad (6)$$

mit

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{-\gamma(\omega_0^2 - \omega^2) + 2 \delta \omega^2}{\omega(\omega_0^2 - \omega^2) + 2 \delta \gamma \omega}.$$

Und bilden wir auch hier entsprechend (3) die dimensionslosen Gleichungen:

$$\frac{A}{A_0} = \frac{z \sqrt{\frac{\gamma^2}{\omega_0^2} + 1}}{\sqrt{(z^2 + \varrho^2(1 - z^2)^2) \left(\frac{\gamma^2}{\omega_0^2} + z^2\right)}} \quad \dots \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{-\frac{\gamma}{\omega_0} \varrho (1 - z^2) + z^2}{z \cdot \left((1 - z^2) \varrho + \frac{\gamma}{\omega_0}\right)}.$$

Für $\gamma = 0$, d. h. ohne Ausgleichsöffnung gehen die Gleichungen (6) und (7) in die ursprünglichen (2) und (3) über.

In die Fig. 4 ist eine der Gleichung (7) entsprechende Kurve (—) mit $\varrho = 2$, $\omega_0/2\pi = 11.5$ und $\gamma = 32.1$ eingetragen. Das Amplitudenverhältnis fängt bei Null an und geht mit wachsendem Frequenzverhältnis allmählich in die Kurve nach Gleichung (3) (==) über.

B. Eichmethoden

Zur Gewinnung experimenteller Resonanzkurven muß man mit dem zu untersuchenden Schallempfänger sinusförmige Druckwellen *konstanter* Amplitude und *variabler* Frequenz aufnehmen*).

*) Schon früher sind von Prof. Kühl am Meteorol. Inst. in Potsdam und von Dr. Mothes am Geophysikal. Inst. Göttingen Untersuchungen in dieser Richtung angestellt worden. Doch ist darüber, soweit mir bekannt, nichts veröffentlicht worden. Für die im folgenden beschriebene erste Methode wurden Teile der alten Göttinger Apparatur von mir benutzt.

Diese Druckwellen wurden nach folgenden Methoden erhalten: In einem Raume des Geophysikalischen Institutes Göttingen (Inhalt etwa 56 cbm) konnte in einer kreisförmigen Öffnung der einen Wand ein leicht beweglicher Kolben, eine Platte von 30 cm Durchmesser, ähnlich dem einer Dampfmaschine, durch einen Exzenter (Hub 0.5 cm) von einem Elektromotor angetrieben, sinusförmig hin und hergehen und so die Luft des Raumes periodisch zusammendrücken und wieder ausdehnen. Die so erzeugte adiabatische Druckschwankung beträgt etwa $7 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. In dem Raum werden die zu untersuchenden Schallapparate aufgestellt und mit dem Kolben bei konstanter Amplitude ein Frequenzbereich von 1 bis 20 Hz durchlaufen. Der Vorteil dieser Methode ist der unmittelbare

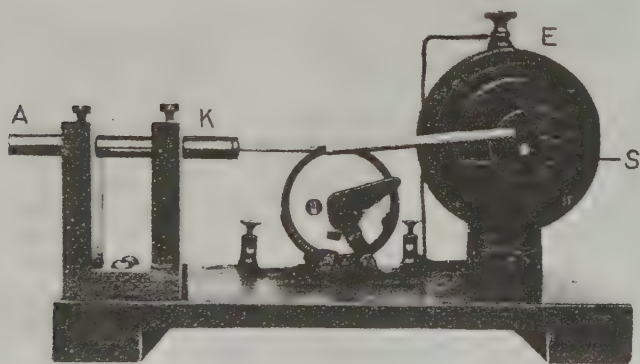


Fig. 1. Kleine Kolbenmaschine ($\frac{1}{3}$ natürl. Gr.)

E Elektromotor, *S* verstellbarer Exzenterschlitten, *K* Zylinder mit Kolben (0.6 cm Durchmesser),
A Ansatz zum Gummischlauch

Vergleich verschiedener Apparatetypen miteinander, da sie den gleichen konstanten Druckschwankungen ausgesetzt werden. Sie ist aber nur bei niedrigen Frequenzen brauchbar, da sich schon von etwa 15 Hz ab die Eigenschwingungen des Luftraumes störend bemerkbar machen.

Bei einer zweiten Methode (Fig. 1) wird ein kleiner Kolben *K* von nur 0.6 cm Durchmesser benutzt, der durch einen verstellbaren Exzenter *S* mit der Achse eines kleinen Elektromotors *E* gekuppelt ist. Durch den verstellbaren Exzenter kann man bequem die so erzeugte Druckamplitude variieren. Vom Zylinder des Kolbens führt ein bei *A* aufgezogener etwa 50 cm langer*) Druckgummischlauch

*) Längere Gummischläuche geben in dem untersuchten Frequenzbereich bis 70 Hz störende Resonanzstellen durch Eigenschwingungen der in den Schlauch eingeschlossenen Luftsäule. So konnte mit einem Membranapparat durch Variation der

zu den Schallempfängern: Bei dem Undographen zu dem abgeschlossenen Luftvolumen des Registrierkastens von rund 78 cdm; beim Membranapparat zu dem Rohransatz eines Deckels, der an Stelle des Trichters luftdicht aufgeschraubt wird. Mit diesem kleinen handlichen Apparat lassen sich Frequenzen bis zu 80 Hz erzeugen; doch stellen so schnelle Schwingungen schon eine erhebliche Beanspruchung des Materials dar, und die Lager des Apparates müssen bald erneuert werden. Für die langsameren Schwingungen bis zu 30 Hz aber ist der Apparat lange brauchbar. Man kann mit diesem Apparat vor und — am besten auch —

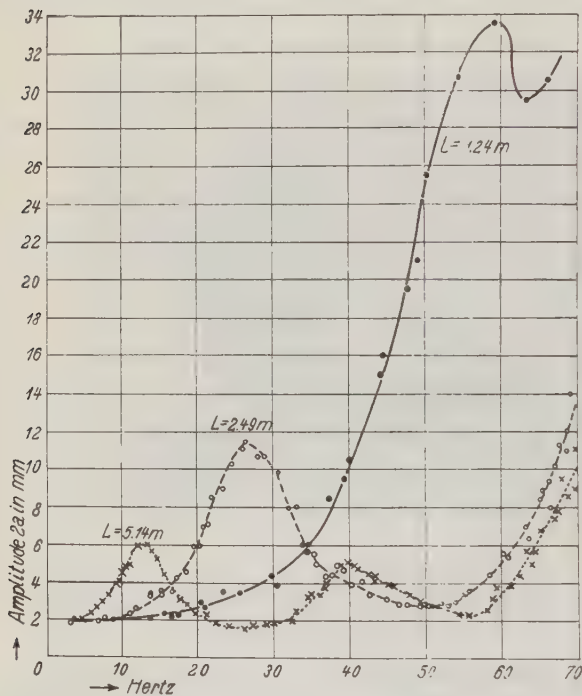


Fig. 2. Resonanzkurven des Membranapparates Nr. 2 in Abhängigkeit von der Länge L des Gummischlauches. Dämpfungskonus 12. Ausgleichskonus geschlossen

—●—●— 1.24 m;
—○—○— 2.49 m;
—×—×— 5.14 m Schlauchlänge

nach jeder Sprengung leicht Resonanzkurven aufnehmen, um festzustellen, ob der Schallempfänger einwandfrei arbeitet.

Untersucht wurden nach diesen beiden Methoden verschiedene Typen von Membranapparaten von Wiechert und Kühlsche Undographen.

Länge (bis zu 5 m) eines Druckschlauches von 0.4 cm innerem und 1.4 cm äußerem Durchmesser ein Wandern der Resonanzstellen festgestellt werden (Fig. 2). Nimmt man an, daß die eingeschlossene Luftsäule am Kolben einen Schwingungsbauch und an der Membran einen Schwingungsknoten hat, sich in dem Schlauch also stehende Wellen der Länge $\frac{1}{4} \lambda$ bzw. $\frac{3}{4} \lambda$ ausbilden, so läßt sich nach Fig. 2 aus den Resonanzmaxima eine Schallgeschwindigkeit von rund 267 m/sec in diesem Druckschlauch berechnen (aus dem längsten Schlauch, da dort die Randeinflüsse am kleinsten sind).

C. Ergebnisse

I. *Undographen*. Bei dem Undographen von Kühl*) ist das Schallempfangssystem eine kleine dünne Glimmerplatte, die an ihrer vertikal stehenden Mittellinie an einem Torsionsdraht, der die Richtkraft liefert, drehbar befestigt ist. Sie schließt wie eine Tür einen Luftraum von rund 78 cdm ab, der gleichzeitig als Dunkelraum für die photographische Registrierung dient. Durch besondere Konstruktion werden beide Plattenhälften für den auffallenden Schall nutzbar gemacht.

Die Fig. 3 zeigt zwei nach beiden Eichmethoden aufgenommene Resonanzkurven des Undographen 28. Auf dem Film a) (Außenanregung durch den großen Kolben) sieht man außer dem eigentlichen Resonanzmaximum rechts noch ein

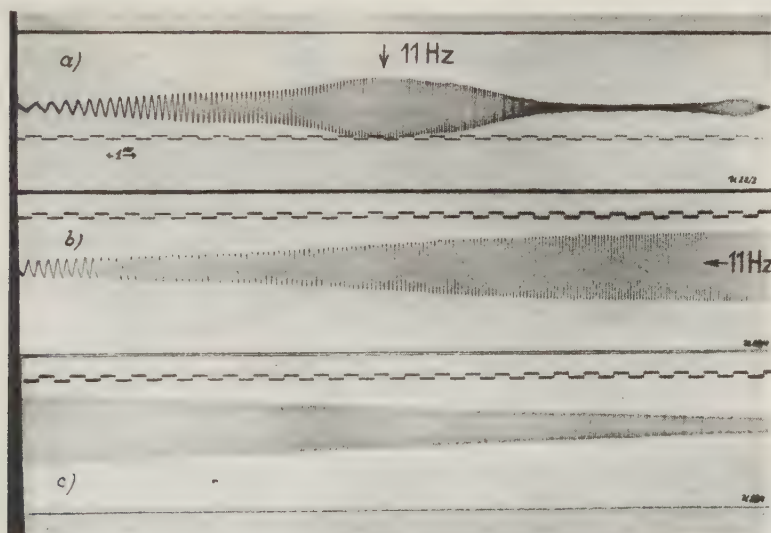


Fig. 3. Resonanzkurven des Undographen 28

- a) Außenanregung durch den großen Kolben
b) und c) Innenanregung durch den kleinen Kolben

zweites kleineres Maximum, das durch eine Eigenschwingung des Untersuchungsraumes hervorgerufen ist. Der Film b) und c) ist durch Innenanregung mit dem kleinen Kolben gewonnen. Beide Eichmethoden geben, wie die Auswertung solcher Filme (Fig. 4) zeigt, bis 15 Hz recht übereinstimmende Kurven. Die Meßpunkte sind des besseren Vergleichs wegen in dimensionslosem Maß eingetragen. Die Eigenfrequenz des untersuchten Undographen Nr. 28 liegt bei 11.5 Hz, die zugehörige Doppelamplitude $2A_0$ war bei der benutzten Außenanregung mit dem großen Kolben (×××) 20.2 mm, bei der Innenanregung mit dem kleinen Kolben (●●●)

*) Photographien von Undographen und Membranapparaten befinden sich in dem Artikel „Luftseismik“ von O. Meisser im Handbuch der Experimentalphys.. Bd. 25, 3. Teil, S. 232ff.

28,5 mm. Zum Vergleich sind die theoretisch berechneten Resonanzkurven für eine Resonanzüberhöhung $q = 2$ nach Gleichung (3) (ohne Berücksichtigung der Ausgleichströmung, ---) und nach Gleichung (7) (mit Berücksichtigung der Ausgleichströmung, —; $\gamma = 32.1$) eingetragen. Die — Resonanzkurve stimmt recht gut mit den experimentell gemessenen Punkten überein. Ab 15 Hz zeigen die durch Außenanregung mit dem großen Kolben erhaltenen Punkte (xxx) einen stärkeren Abfall, geben aber bei 23 Hz ein neues Maximum, das eine Eigenschwingung des Raumes sein muß, da es die Membranapparate dort auch geben. Daß die Meßpunkte unterhalb 7 Hz immer stärker von der bekannten (=) theoretischen Resonanzkurve abweichen, findet seine Erklärung darin, daß eben bei langsamen Schwingungen die Luft Zeit genug hat, den Druckunterschied zwischen innen und außen an dem Glimmerflügel vorbei auszugleichen. Deshalb

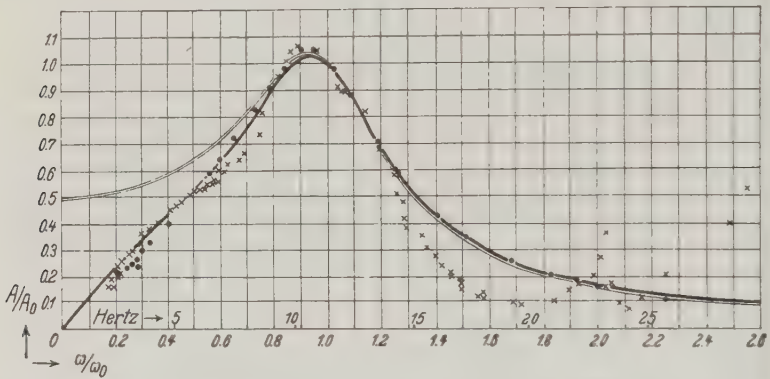


Fig. 4. Resonanzkurven des Undographen 28

$f_0 = 11.5$ Hz. ●●● Innenanregung mit kleinem Kolben. $2A_0 = 28.5$ mm. xxx Außenanregung mit großem Kolben. $2A_0 = 20.2$ mm. ---: theoretische Kurve nach Gl. 3 (ohne Berücksichtigung der Ausgleichströmung) für eine Resonanzüberhöhung, $q = 2$. —: theoretische Kurve nach Gl. 7 (mit Berücksichtigung der Ausgleichströmung) für $q = 2$, $\omega_0/2\pi = 11.5$ Hz, $\gamma = 32.1$

wurde von mir im theoretischen Teil die Ausgleichströmung berücksichtigt, was zur Resonanzgleichung (7) führt. Sie gibt also genügende Übereinstimmung mit der Praxis. Andere von mir untersuchte Undographen zeigen dieselbe Form der Resonanzkurve, da sich der Spalt zwischen Glimmerflügel und der festen Wand aus praktischen Gründen nicht schmaler machen läßt.

II. Membranapparate. Bei dem Membranapparat von Wiechert (Fig. 5 gibt eine abgeänderte Form) ist ein Luftvolumen V von 2 bis 3 Litern gegen den durch einen Trichter Tr einfallenden Schalldruck durch eine dünne Gummimembran M dicht abgeschlossen. Die Gummimembran wird durch acht kleine Spiralfedern F über einer kreisförmigen Öffnung von etwa 4 cm Durchmesser so straff gespannt, daß ihre Eigenfrequenz (mit Übertragungssystem) über 40 Hz liegt (nach Entfernung des Spiegelübertragungssystems konnte ich bei einem untersuchten Apparat durch einen kleinen seitlich auf die Membran geklebten Spiegel bei normaler Spannung der Membran sogar eine Eigen-

schwingung von 103 Hz feststellen). Bei der ursprünglichen Wiechertschen Konstruktion des Spiegelübertragungssystems ist auf die Membran in der Mitte ein leichter Aluminiumkegel aufgeschraubt, in dessen vertiefte Spitze der Hebelarm des Spiegelübertragungssystems drückt. Das Spiegelsystem ist ein in einem Rahmen durch eine Feder festgespannter dünner Torsionsdraht von etwa $40\ \mu$ Dicke, der in der Mitte den Spiegel mit einem seitlich angelöteten kleinen Hebelarm trägt. Die Torsionseigenschwingung betrug bei dem untersuchten Apparat 10.6 Hz. Die Eigenschwingung des Systems Membran + Spiegelübertragung lag dann bei 85 Hz. Aus der durch mechanischen Stoß angeregten Eigenschwingung ergab sich ein log. Dämpfungsdekrement von $d \sim 0.016$, dem eine 200fache Resonanz-

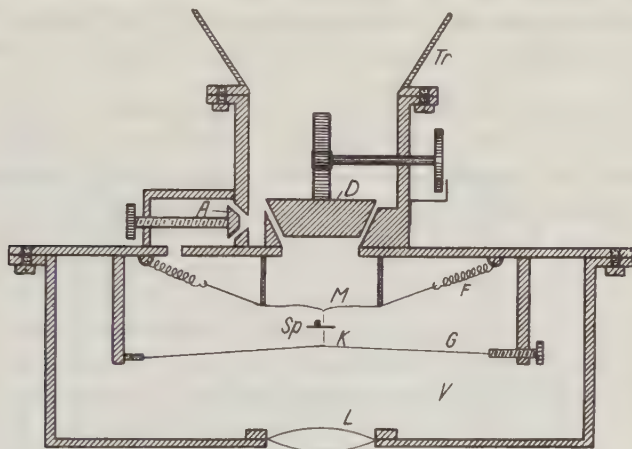


Fig. 5. Schematischer Schnitt durch einen Membranapparat

V ist das durch die Gummimembran M gegen den durch den Schalltrichter Tr einfallenden Schalldruck abgeschlossene Luftvolumen. F Federn zum Spannen der Membran. Sp Spiegel mit starrer Achse (die Lagerung derselben und ein Hilfsspiegel sind der besseren Übersicht halber fortgelassen). K Kokontaden von $40\ \mu$ Dicke, mit dem einen Ende an der Membran M befestigt, dann einmal um die Spiegelachse geschlungen und mit dem anderen Ende durch den Gummifaden G gespannt. D Dämpfungskonus. A Ausgleichskonus. L Linse

überhöhung entspricht. Die mit diesem Membranspiegelsystem aufgenommenen Resonanzkurven zeigen Maxima bei $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ bis sogar zu $\frac{1}{6}$ Hertzzahl der Eigenfrequenz, da es mechanisch nicht möglich ist, den Kolben für eine so geringe Dämpfung des Membranspiegelsystems wegen des immer vorhandenen Spieles in den Lagern und des kurzen Exzenterarmes genügend rein sinusförmig zu bewegen. Mit den verschiedensten Mitteln wurde versucht, das System stärker zu dämpfen; aber nur mit geringem Erfolge. Etwas besser wurde es, als an Stelle des Torsionsdrahtes eine starre Achse eingebaut wurde, die sich in Achatlagern drehte. Der an die Achse angelötete Hebelarm wurde in die Spitze des Aluminiumkegels mit Gummilösung eingekittet. So gelang es wenigstens bis 25 Hz die störenden Eigenschwingungen sehr klein zu halten. Am besten aber bewies sich die folgende in Fig. 5 dargestellte Konstruktion des Spiegelsystems, die der bei Seismographen mit optischer Registrierung üblichen nachgebildet ist.

Von der Mitte der Gummimembran führt ein feiner Kokonfaden von $40\ \mu$ Dicke einmal um eine in Achathütchen gelagerte Stahlachse von 1 mm Durchmesser (die Lagerung ist in der Zeichnung der besseren Übersicht halber fortgelassen), an der ein kleiner Spiegel *Sp* von 8 mm Durchmesser befestigt ist, herum und wird dann durch einen Gummifaden (Kuponring) *G* straff gespannt gehalten. Der Gummifaden wird so stark gespannt, daß seine Saiteneigenschwingung über der Membran liegt, damit der Spiegel auch hohen Schwingungszahlen leicht folgen kann. Durch diese Anordnung wird gleichzeitig der Membran eine gewisse Vorspannung gegeben, und dadurch ihre Eigenschwingung sehr stark gedämpft, die noch durch Öltröpfchen in den Achatlagern erhöht wird. Das Licht fällt durch die Linse *L* auf den Spiegel *Sp*. Zur Verdoppelung der Vergrößerung befindet sich im Innern des Apparates noch ein Hilfsspiegel, der in der Zeichnung fortgelassen ist.

Der Membranapparat besitzt einen „Dämpfungskonus“ *D*. Er dient zur Abschwächung der die Membran treffenden Schallenergie. An einer Schraube mit einer Skale von 0 bis 40 kann man die gewünschte Dämpfung einstellen. Die Stellung 0 bedeutet, daß die Membran völlig gegen den Außendruck abgeschlossen ist; in der Stellung 40 gibt der Dämpfungskonus den größten Luftspalt frei. Die Fig. 6 zeigt Resonanzkurven eines Membranapparates in Abhängigkeit von den verschiedenen Stellungen des Dämpfungskonus, angeregt durch den kleinen Kolben (der weiter unten beschriebene Ausgleichskonus war bei diesen Aufnahmen geschlossen). Die Dämpfung ist selektiv. Bei enger Konusstellung (4) haben wir schon von 3 Hz ab abnehmende Empfindlichkeit. Mit der Stellung 8 haben wir (zufällig) gleichbleibende Empfindlichkeit bis 80 Hz. Bei weiter Konusstellung (12 und darüber) ist die Empfindlichkeit nur bis 20 bis 25 Hz gleichbleibend, dann steigt sie an bis zur Resonanzstelle der Membran, die bei diesen Aufnahmen über 100 Hz lag (der Dämpfungskonus hat also einen ähnlichen, aber umgekehrten Einfluß auf die Energieströmung wie der Ausgleichskonus). Aus dieser Figur sieht man, daß also ein Membranapparat in dem für Fernschall in Frage kommenden Frequenzbereich *konstante* Vergrößerung hat und ihn also naturgetreu aufzeichnet. Man muß nur dafür sorgen, daß die Eigenschwingung des Apparates genügend gedämpft und der Schallaufzeichnung nicht überlagert ist.

Der Membranapparat besitzt ferner einen Ausgleichskonus *A*, der eine direkte Verbindung des abgeschlossenen Luftvolumens mit dem Schallraum herstellt. Er dient zum Ausgleich der langperiodischen Luftdruckschwankungen von mehreren Sekunden Dauer, die z. B. durch den veränderlichen Windruck auf den Registrierraum hervorgerufen sind. Die Öffnung des Ausgleichskonus hat natürlich einen Einfluß auf die Resonanzkurve (ähnlich wie beim Undographen der Spalt). Die Fig. 7 zeigt zwei Resonanzkurven für geschlossenen (●●●) und für ganz geöffneten (○○○) Ausgleichskonus; die entsprechenden Relaxationszeiten betragen etwa 3 bzw. 1 Sekunde. Ein wesentliches Absinken der Empfindlichkeit bei geöffnetem Ausgleichskonus ist nur bis 4 Hz festzustellen; während bei geschlossenem Konus sogar bis unter 1 Hz konstante Vergrößerung herrscht.

Aus den Fig. 6 und 7 ist ersichtlich, daß die hörbaren Störschallfrequenzen (z. B. irgendwelche Geräusche von vorbeifahrenden Autos usw.) mit dem Dämpfungskonus und der Windeinfluß mit dem Ausgleichskonus stark zu dämpfen sind. Im Fernschallbereich von 3 bis 10 Hz ist dagegen der Einfluß der beiden Konusse unter 10 %.

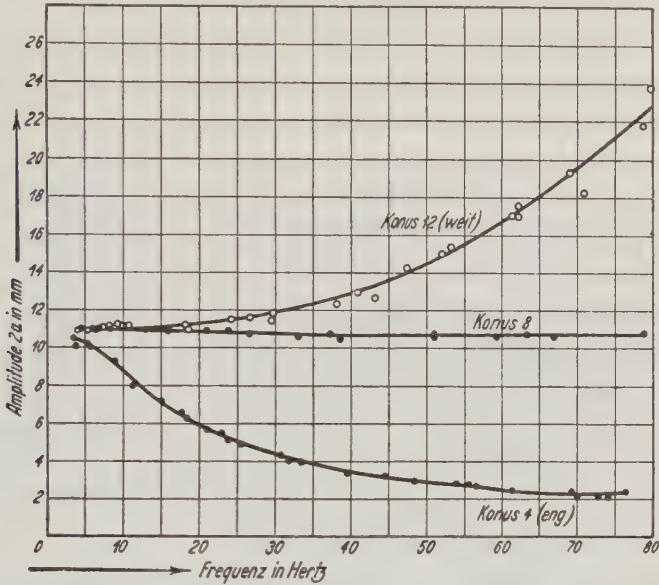


Fig. 6. Resonanzkurven des Membranapparates Nr. 2 in Abhängigkeit von der Stellung des Dämpfungskonus. Ausgleichskonus geschlossen. Anregung mit kleinem Kolben

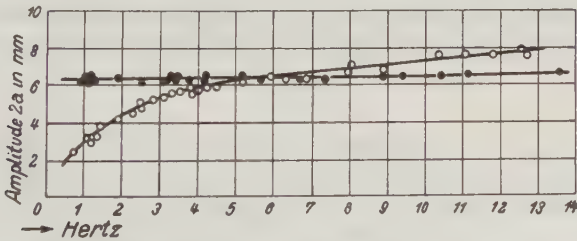


Fig. 7. Resonanzkurven eines Membranapparates für verschiedene Stellungen des Ausgleichskonus. Dämpfungskonus 12. Mit kleinem Kolben

- ● ● Ausgleichskonus geschlossen, Relaxationszeit $\tau \sim 3$ sec
- ○ ○ Ausgleichskonus offen, $\tau \sim 1$ sec

Wiechert hat auch einen Membranapparat mit Registrierung in Ruß konstruiert. Auf einen Holzkasten von 500 Liter Inhalt ist eine kreisförmige Aluminiummembran von 44.5 cm Durchmesser und 0.1 mm Dicke gespannt. Durch eine 200fache Hebelübersetzung wird die Membrandurchbiegung in Ruß auf-

gezeichnet. Die Fig. 8 gibt die Resonanzkurven dieses Apparates wieder, angeregt durch den großen Kolben, mit (●●●) und ohne (○○○) Paraffinöldämpfung. Auch hier ist die Vergrößerung bei Öldämpfung zwischen 3 und 6 Hz ziemlich konstant, aber sehr gering. 1 mm Ausschlag oder 5μ Membrandurchbiegung entspricht nach der Eichung etwa $\Delta p = 3.5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg plötzliche Druckänderung im Außenraum bei 3 bis 6 Hz. Die Druckänderung im Holzkasten ist rund fünfmal kleiner.

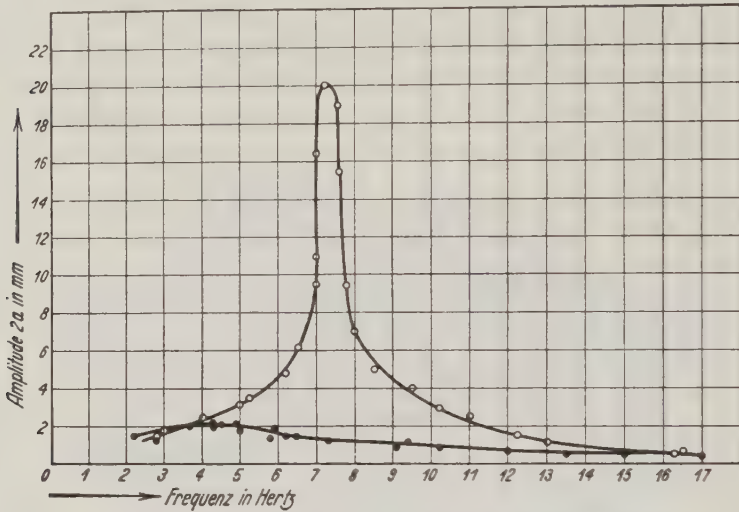


Fig. 8. Resonanzkurven des in Ruß schreibenden Membranapparates, angeregt durch den großen Kolben

○○○ ohne Dämpfung, ●●● Paraffinöldämpfung

Die Tabelle gibt eine Zusammenstellung der Daten der verschiedenen Fernschallempfängertypen. Danach zeigen die Undographen in dem Fernschallfrequenz-

Tabelle

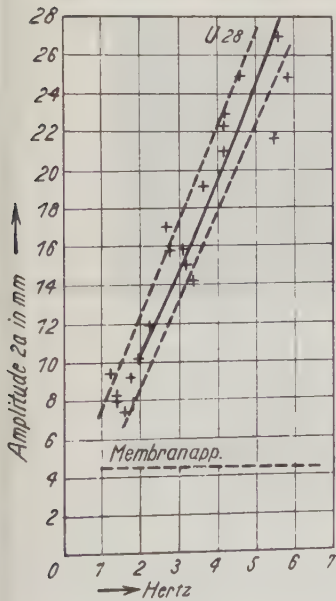
Apparat	Registrierart	Statische Vergrößerung	Empfindlichkeit, die 1 mm Ausschlag entspricht
Gummimembran	photograph.	8000	$1 \cdot 10^{-3}$ mm Hg bei 1 bis 25 Hz
Aluminiummembran . . .	Ruß	200	$3.5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg „ 3 „ 6 Hz
Undograph 28	photograph.	2000	$1 \cdot 10^{-3}$ mm Hg „ 3.5 Hz
			$0.5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg „ 8 Hz
			$0.3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg „ 10 Hz

gebiet im allgemeinen eine größere Empfindlichkeit als die Membranapparate, aber sie ist stark frequenzabhängig, während das bei den Membranapparaten nicht der Fall ist.

D. Anwendungen

Im Gelände konnten Fernschallaufnahmen mit den geeichten Apparaten nicht gemacht werden, da seit Dezember 1932 große Sprengungen zur Er-

forschung der Schallausbreitung nicht stattgefunden haben. Aber von der letzten Schallsprengung in Oldebroek am 15. Dezember 1932 haben O. Meisser und H. Martin in der Zeitschrift für Geophysik **10**, 158 (1934) vergleichende Aufnahmen von einem Wiechertschen Gummimembranapparat und einem Kühlschen Undographen an demselben Ort (98 km vom Sprengort) veröffentlicht. Legt man für die dort benutzten Apparate, den Undographen U 15/S 14 b und einen Membranapparat, die hier gefundenen Eichresultate zugrunde, so muß die Schallaufzeichnung auf Grund der für Undographen geltenden Resonanzkurve auf die eines Membranapparates, der ja im Fernschallgebiet konstante Vergrößerung hat, umrechenbar sein. Das wurde mit der Schallaufzeichnung der dritten Spreng-



Vergleich von Membranapparat und Undograph auf Grund einer Sprengaufzeichnung. Die Undographenamplituden sind auf konstante Amplitude des Membranapparates reduziert. — Zum Vergleich ist die Resonanzkurve des Undographen U 28 eingezeichnet

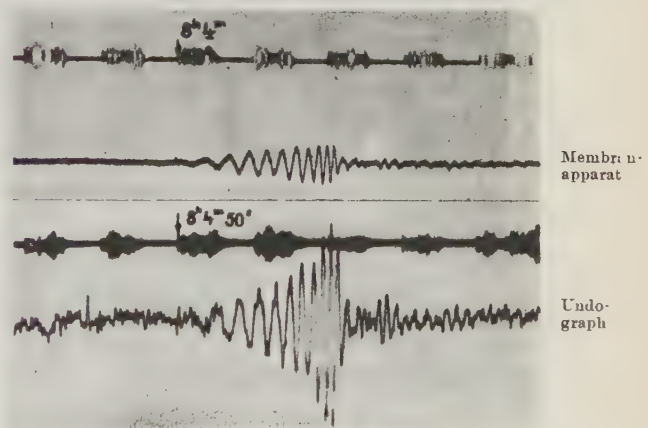


Fig. 9

gung in Oldebroek [Fig. 9, rechts sieht man die Reproduktion der Aufnahmen (die Zeitachse läuft von links nach rechts!)] in der Weise versucht, daß man aus diesen Vergleichsaufnahmen die Resonanzkurve des Undographen bestimmt. Die Schwingungen vom Membranapparat und Undographen wurden einzeln ausgemessen und ergaben 21 Wertepaare. Die aufgezeichneten Frequenzen von 1.5 bis 6 Hz stimmen bei beiden Apparaten recht gut überein (größte Abweichung $1/2$ Hz). Ein Membranapparat hat nach meinen Messungen in diesem Frequenzbereich konstante Vergrößerung. Die Amplituden beider Apparate auf dem Film aber schwanken. Alle Amplituden des Undographen wurden auf eine konstante Amplitude $2a = 4.5$ mm des Membranapparates umgerechnet. Es wurde das Verhältnis der entsprechenden Amplituden von beiden Apparaten gebildet, mit 4.5 multipliziert und in die linke Figur der Fig. 9 eingetragen. Die Filme standen

mir nur in ihrer Reproduktion zur Verfügung, deshalb ist der Ablesefehlerbereich verhältnismäßig groß. Er ist in der Figur durch die gestrichelten Linien angedeutet. Dann liegen aber auch fast alle Punkte in diesem Bereich. Zum Vergleich ist das entsprechende Stück der experimentellen Resonanzkurve des Undographen 28 eingezeichnet (es mußte mit dem Faktor 2 multipliziert werden, um in den Druck- und Empfindlichkeitsbereich des Jenaer Undographen zu kommen). Wie man sieht, ist die Übereinstimmung überraschend gut.

Die Fig. 10 zeigt die Schallregistrierungen zweier Membranapparate von derselben Schallsprenkung (Sennelager am 5. Dezember 1927 um 14 Uhr, Sprengladung 300 kg, Beobachtungsort: Geophysikalisches Institut Göttingen, Ent-

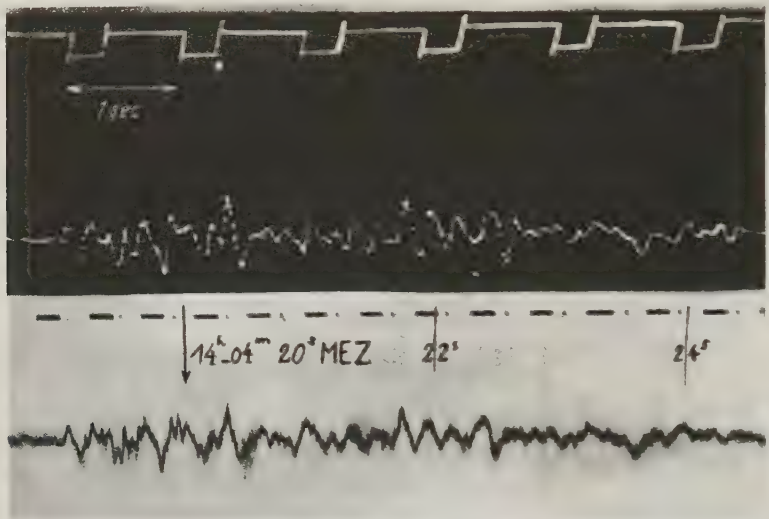


Fig. 10. Gleichzeitige Schallaufzeichnung zweier Membranapparate
a) in Ruß schreibender Membranapparat, b) Gummimembranapparat

fernung 88 km). Die Kurve a) gibt die Registrierung des in Ruß schreibenden Membranapparates wieder. Sie mußte 5.2fach vergrößert werden, damit ihre Zeitachse mit der der Registrierung b), die mit einem Membranapparat mit Gummimembran gemacht wurde, übereinstimmt. Der Gummimembranapparat besaß noch das Wiechertsche Spiegelübertragungssystem mit dem Torsionsdraht. Deshalb ist seine Aufzeichnung dauernd von der ungedämpften Eigenschwingung des Apparates von etwa 60 Hz überlagert. Der Deutlichkeit halber ist die eigentliche Schallkurve eingezeichnet. Die Kurven a) und b) stimmen bei den langsamen Schwingungen von etwa 5 Hz in Form und Amplitude recht gut überein. Ihre Amplituden verhalten sich etwa wie 1 : 4 (in Einklang mit meinen Empfindlichkeitsbestimmungen). Die Steilheit der Schwingungen der Kurve a) ist durch den kurzen Schreibhebelarm des Rußapparates hervorgerufen (die Feder schreibt

einen Kreisbogen von kleinem Radius statt eines geradlinigen Ausschlages). Die kleinen schnellen Schwingungen von etwa 18 bis 20 Hz des Gummimembranapparates in der Kurve b) sind in der Rußschreiberkurve a) nicht zu finden, da sie weit oberhalb von dessen Eigenfrequenz liegen (vgl. die Resonanzkurve Fig. 8).

Abschließend läßt sich sagen, daß zur Bestimmung der Zeit des Schalleinsatzes Undographen und Membranapparate gleichwertig sind. Will man aber darüber hinaus aus der Schallaufzeichnung den wahren Druckverlauf des Fernschalles erkennen, so sind die Gummimembranapparate vorzuziehen, da sie infolge ihrer hohen Eigenfrequenz im Fernschallgebiet konstante Vergrößerung zeigen und also eine naturgetreue Aufzeichnung geben. Aus den Undographenregistrierungen erhält man dagegen die wahre Druckfunktion immer erst mit Hilfe der zugehörigen Resonanzkurve.

Zusammenfassung

1. Es werden zwei Methoden zur Eichung von Fernschallempfängern von 1 bis 20 bzw. 80 Hz beschrieben und mit ihnen Resonanzkurven von Membranapparaten und Undographen aufgenommen, und so die verschiedenen Apparatetypen miteinander verglichen.

2. Infolge einer Druckausgleichsöffnung weicht die experimentelle Resonanzkurve von der bekannten theoretischen Kurve ab. Es wird für diesen Fall die Indikatorgleichung und eine neue theoretische Resonanzkurve abgeleitet. Letztere stimmt mit der experimentellen Kurve gut überein.

3. Die Spiegelübertragung beim Gummimembranapparat wird geändert und die störende Eigenschwingung dadurch stark gedämpft. Der Membranapparat hat einen Ausgleichskonus zur Abdämpfung langsamer Windschwankungen und einen Dämpfungskonus zur Schwächung von Störgeräuschen. Beide Konusse, die je nach Bedarf eingestellt werden können, beeinflussen die Amplituden der Fernschallfrequenzen (3 bis 10 Hz) dagegen nur unwesentlich. Der Membranapparat besitzt im Fernschallbereich konstante Vergrößerung; aus den Undographenaufzeichnungen können erst mit Hilfe der Resonanzkurven die wahren Schalldruckamplituden gewonnen werden.

4. An Hand einer gleichzeitigen Fernschallaufzeichnung von Membranapparat und Undograph kann gezeigt werden, daß die Schallkurven beider Apparate mittels ihrer Resonanzkurven in Übereinstimmung zu bringen sind. Fernschallaufzeichnungen mit zwei verschieden konstruierten Membranapparaten a) Aluminiummembran, Rußregistrierung; b) Gummimembran, photographische Registrierung zeigen weitgehende Übereinstimmung. Die Unterschiede erklären sich aus den verschiedenen Eigenschwingungen.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister möchte ich auch an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit, sein stets förderndes Interesse und die Bereitstellung der Mittel danken. Ebenso danke ich Herrn Mechaniker W. Riehn für seine Hilfe beim Bau der Eichapparatur und den Veränderungen der Schallapparate.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, August 1935.

Einige Untersuchungen über die Struktur der Richtungs- schwankungen des Windes

Von G. A. Suckstorff, Göttingen — (Mit 10 Abbildungen)

Es wird über Ergebnisse von Windrichtungsregistrierungen mit einem neuen Windmeßgerät berichtet.

Zur Untersuchung der Strömungsvorgänge in und unter Schauerwolken wurde neben photographisch registrierenden Luftdruckmessern und Widerstandsthermo-



Fig. 1. Windfahne mit Staudüse auf dem Turm des Geophysikalischen Institutes
A Windfahne, in der Mitte die Staudüse, *B* freihängende Stablachse zur Übertragung der Windrichtung

metern ein mechanisch registrierendes Windmeßgerät benutzt, das die Askania-Werke A. G. zur Verfügung gestellt hatte. Über die hierbei gewonnenen Ergebnisse

ist bereits vorläufig berichtet worden*). Daneben liegen jedoch mit dem erwähnten Windmeßgerät weitere Windregistrierungen vor, bei deren Durchsicht sich so auffällige Strukturbilder der Windrichtungsschwankungen ergaben, daß eine kurze Bearbeitung lohnend erschien.

Das benutzte Windmeßgerät (Fig. 1 und 2), das nach dem Prinzip des Staudruckmessers arbeitet, ist in seinem technischen Aufbau bereits von J. Linke**) beschrieben, so daß hier eine kurze Darstellung genügt.

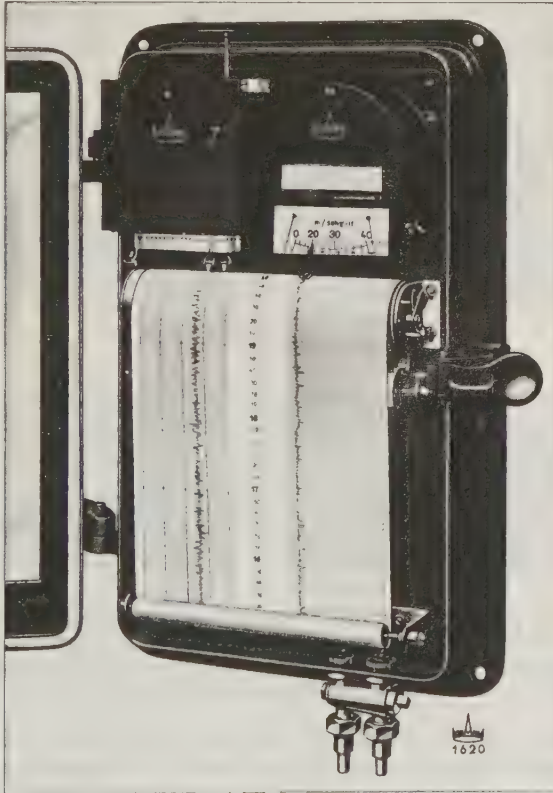


Fig. 2. Schreibgerät der Windmeßanlage

Links Richtungs-, rechts Staudruckregistrierung. An dem links oben sichtbaren Achsstumpf wird die Stahlachse zur Richtungsübertragung befestigt

Die Windfahne besteht nach Angaben von Duckert und Wenk aus zwei rechteckigen gewölbten Flächen, die an den Seiten eines fast quadratischen Rahmens von etwa 30 cm Kantenlänge befestigt sind. In der Mitte des Rahmens ist die

*) Tagung der Deutschen meteorol. Ges. August 1935 in Danzig.

**) J. Linke: Meteorol. Zeitschr. 52, 150 (1935).

Staudüse angebracht, während am Windfahnenchaft der statische Druck abgenommen wird. Stau- und statischer Druck wirken auf die beiden Seiten einer Metallmembran, deren Bewegung durch ein Hebelsystem vergrößert und auf einen abrollenden Papierstreifen aufgeschrieben wird. Bei den erwähnten Untersuchungen an Schauerwolken wurde die mechanische Registrierung der Windstärke durch eine photographische ersetzt, um größere Empfindlichkeit zu erreichen.

Die Registrierung der Windrichtung erfolgt durch Übertragung der Drehung der Windfahne auf ein endloses Stahlband, das drei Schreibfedern trägt. Eine volle Umdrehung der Windfahne bewegt eine Feder gerade über die ganze Breite des Registrierpapiers. Dreht sich die Fahne weiter, so wird die erste Feder vom

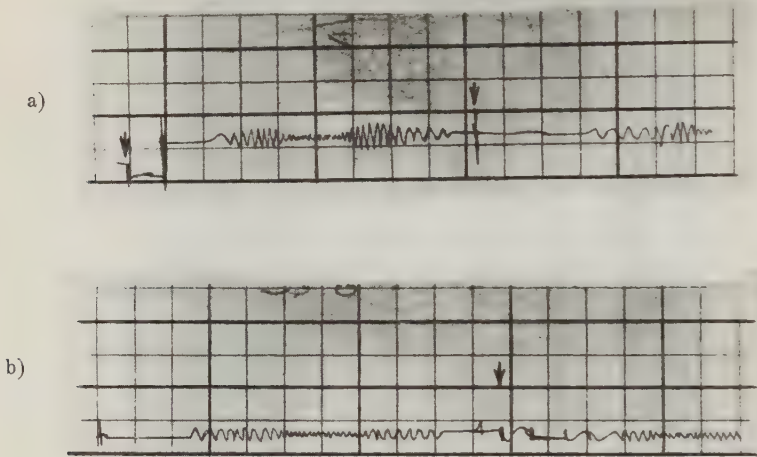


Fig. 3. Frequenzzeichnung des mechanisch registrierenden Druckmessers

Papiergeschwindigkeit 2.8 bzw. 3.8 m/sec. Die Frequenz variiert von 1 bis 8 Hertz

- a) bei direkter Verbindung des Druckmessers über eine Rohrleitung von 8 mm Durchmesser mit der Pumpe,
b) unter Einschaltung einer Kapillare von 1 mm Durchmesser und 15 mm Länge

Papier abgehoben und die zweite Feder beginnt zu schreiben, und so fort. Die Breite des Registrierpapiers beträgt 86 mm, so daß ein Ausschlag von 1 mm 4.2° Winddrehung entspricht.

Die Windfahne mit der Staudüse war während der Registrierungen auf einem Holzmast in 6 m Höhe an der Westkante des Turmes des Geophysikalischen Instituts befestigt. Dieser Platz erwies sich nach Untersuchungen mit einem Vertikalanemometer als fast vollkommen frei von den durch das Haus bedingten Störungen. Eine 7.5 m lange Stahlachse verband die Fahne mit dem Registriergerät.

Zur Kontrolle der Ergebnisse wurde die Empfindlichkeit des Druckmessers und der Windfahne unter den Bedingungen des Einbaues geprüft. (Mit 7.5 m langer Stahlachse zur Übertragung der Richtungsschwankungen und den von der Staudüse zu dem Druckmesser führenden Rohrleitungen.)

Dem Druckmesser wurden durch ein Zuleitungsrohr mit einer kleinen Pumpe periodische Druckschwankungen wechselnder Frequenz aufgeprägt. Das Zuleitungsrohr besaß die Länge der obenerwähnten Rohrleitung. In etwa 10 Sekunden wurde dabei ein Frequenzbereich von 0.2 bis 5 Hertz durchlaufen. Die größte der erzeugten Druckschwankungen entsprach dabei einer Windgeschwindigkeit von 7 m/sec. Die Registrierung einer solchen Eichung zeigt die Fig. 3a und b. Die obere Kurve wurde durch direkten Anschluß der Pumpe an die Rohrleitungen erhalten, bei der unteren sind in die Druckleitungen zwei Kapillaren von 1 mm Durchmesser und 15 mm Länge eingeschaltet. Die Fig. 4 zeigt die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Frequenz in graphischer Darstellung. In dieser Figur ist außerdem noch zum Vergleich die Resonanzkurve des photographisch registrierenden Druckmessers dargestellt. Daraus ergibt sich:

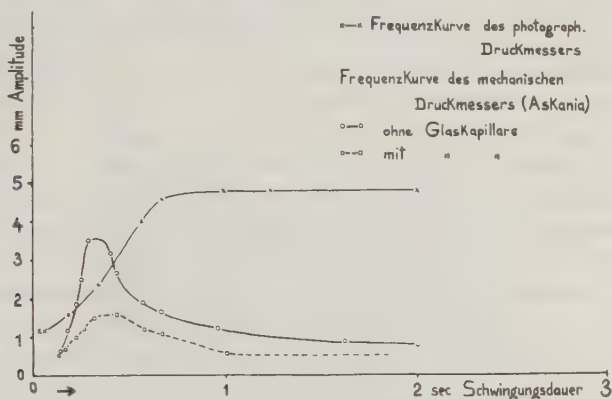


Fig. 4. Graphische Darstellung der Frequenzabhängigkeit des mechanisch und photographisch registrierenden Druckmessers

Der photographisch registrierende Druckmesser ist bis 0.8 Hertz frequenzunabhängig. Bei noch höheren Frequenzen nimmt die Empfindlichkeit stark ab. Diese geringe Vergrößerung der höheren Frequenzen ist darin begründet, daß der photographisch registrierende Druckmesser durch Umbau eines Wiechertschen Schallapparates entstand, bei dem das Füllvolumen ungefähr ein Liter beträgt. Für die damit beabsichtigten Böenuntersuchungen reichte dieser nutzbare Frequenzbereich jedoch vollständig aus, da es sich hier in erster Linie um die Grobstruktur des Windes handelte und ein Resonanzmaximum nicht bestand. Dagegen weist die Kurve des mechanisch registrierenden Druckmessers ein ausgeprägtes Resonanzmaximum bei 3 Hertz auf. Erst bei 6.5 Hertz wird die gleiche Empfindlichkeit wie für lange Schwingungen wieder erreicht und dann bei noch höheren Frequenzen stark unterschritten. Diese Resonanzstelle würde also zur Folge haben, daß eine Windschwankung von 3 Hertz mit fünffach vergrößerten Amplituden aufgezeichnet würde. Eine Dämpfung dieser Eigenschwingung durch in die Rohrleitungen eingebaute Kapillaren zeigt die Fig. 3b und die Kurve II der

graphischen Darstellung. Hier wurden zwei Kapillaren von 1 mm Durchmesser und 15 mm Länge in die Leitungen eingeschaltet. Dadurch wird das Resonanzmaximum um 54 % herabgesetzt, gleichzeitig sinkt aber auch die Empfindlichkeit in dem ganzen untersuchten Frequenzbereich um 25%. Wenn man aber am Zeiger selbst eine Dämpfung einführt, so dämpft man einerseits den bei weitem größeren Teil des schwingenden Systems direkt und müßte eine vollständige Beseitigung der Resonanzstelle erreichen können, ohne einen Empfindlichkeitsabfall im übrigen Frequenzbereich in Kauf nehmen zu müssen. Führt man eine solche Dämpfung ein, dann würde das Vorhandensein der Resonanzstelle die Folge haben, daß nunmehr der mechanische Druckmesser bis zu Frequenzen von etwa 6 Hertz eine konstante Empfindlichkeit hätte, was für alle praktisch auftretenden Windfrequenzen ausreicht. Um diese Einstellungsgeschwindigkeit praktisch ausnutzen zu können, muß der Auflagedruck der Schreibfeder so klein wie möglich sein. Diese Einstellung des Auflagedruckes konnte durch Regulieren der Tintenfüllung in den benutzten Glasfedern recht gut erfolgen. Der geringe noch verbleibende Rest der Reibung ist in der Fig. 3 a bei den großen Ausschlägen zu erkennen.

Die Güte einer Windfahne ist durch zwei Größen bestimmt, durch ihre Stellkraft auch bei schwachen Winden und ihre Einstelldauer. Die Stellkraft der benutzten Windfahne war groß genug, um noch bei Winden von 1 bis 2 m/sec eine sichere Einstellung zu erreichen. Die Einstelldauer hängt einerseits von der Direktionskraft ab, die die Fahne in eine bestimmte Richtung zu drehen sucht, also von der Windgeschwindigkeit, andererseits von der Dämpfung dieser Drehung, die am besten aperiodisch sein muß, da sonst unkontrollierbare Eigenschwingungen auftreten würden. Auch diese beiden Größen müssen unter den Bedingungen des Einbaues geprüft werden, da durch den Einbau die Dämpfung entscheidend verändert wird. Unter den oben gegebenen Bedingungen ergab sich folgendes: Bei einer Windgeschwindigkeit von 3 m/sec erfolgte die Einstellung aus einer künstlichen Verdrehung um 90° heraus in 1.5 sec, bei einer Windgeschwindigkeit von 5 m/sec und gleicher Verdrehung in 0.5 sec, und zwar in beiden Fällen praktisch aperiodisch. Diese Zahlen sind nur in ihrer Größenordnung richtig, und ebenso ist es möglich, daß die Einstellung nicht ganz aperiodisch erfolgt, da die Apparatur ja notwendigerweise unter den Betriebsbedingungen geprüft werden müßte, also bei immer etwas böigem Wind und nicht im Windkanal untersucht werden konnte.

Da die Schwankungen des Windes in Richtung und Geschwindigkeit eine Periode von etwa 0.3 bis 0.5 Hertz besitzen, müssen beide Größen richtig wiedergegeben werden, so daß man also wirkliche Augenblickregistrierungen erhält. Das erscheint gerade in Hinblick auf die Registrierung der Windrichtung besonders wichtig, da die bei den bisher zur Umsetzung der Drehung der Windfahne in Bewegungen der Schreibfeder benutzten Nutenwalzen eine zu große Reibung besitzen, um die Feinstruktur der Richtungsschwankungen zu erfassen und die Registrierungseinrichtung nach Whewell nur sehr kleine Registriergeschwindigkeit zuläßt.

Die Registrierungen der Richtungsschwankungen des Windes zeigen zwei deutlich voneinander unterscheidbare Bereiche der Schwankungsfrequenz. Der eine Frequenzbereich umfaßte kleine Schwankungen von 10 bis 20° Amplitude und einer Schwingungsdauer von etwa einer Sekunde. Dieser bei allen Windstärken vorkommenden Schwankung ist eine zweite größere Schwankung überlagert,

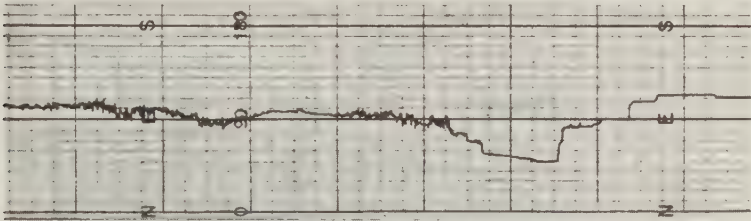


Fig. 5. Registrierung der Windrichtung bei sehr schwachem Wind (0.5 bis 1.5 m/sec) Jeder Teilstrich entspricht einer Zeit von 2.5 Minuten. Die Schwankungen sind klein und unregelmäßig

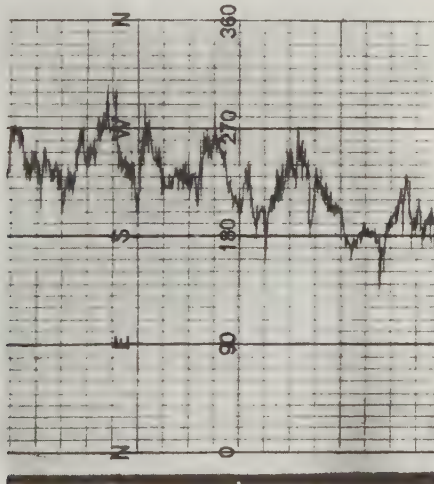


Fig. 6. Registrierung der Windrichtung bei einer Windgeschwindigkeit von 3 bis 4 m/sec Jeder Teilstrich entspricht einer Windgeschwindigkeit von 2.5 Minuten. Neben den kleinen kurzperiodischen Schwankungen treten nun bedeutend größere mit einer Periode von 3 bis 4 Minuten auf. Die Änderung der Windrichtung erfolgt zeitlinear, die Umkehrpunkte sind Spitzen

deren Amplitude 40 bis 90° beträgt und deren Periode von einigen Minuten in verhältnismäßig enger Beziehung zur Windgeschwindigkeit steht.

Die kleinen kurzperiodischen Schwankungen werden wohl durch die allgemeine Turbulenz der Luft verursacht. Die sie verursachenden Turbulenzkörper müssen demnach je nach der Windgeschwindigkeit einen Durchmesser von einigen Metern bis Dekametern haben. Die langperiodischen Schwankungen größer

Amplitude dagegen müssen wohl als wirbelähnliche Gebilde mit vertikaler Achse von einigen hundert bis tausend Metern Durchmesser aufgefaßt werden, denn diese Schwankungen erfolgen nicht sprunghaft, sondern die Änderung der Richtung erfolgt ganz allmählich im Laufe einiger Minuten.

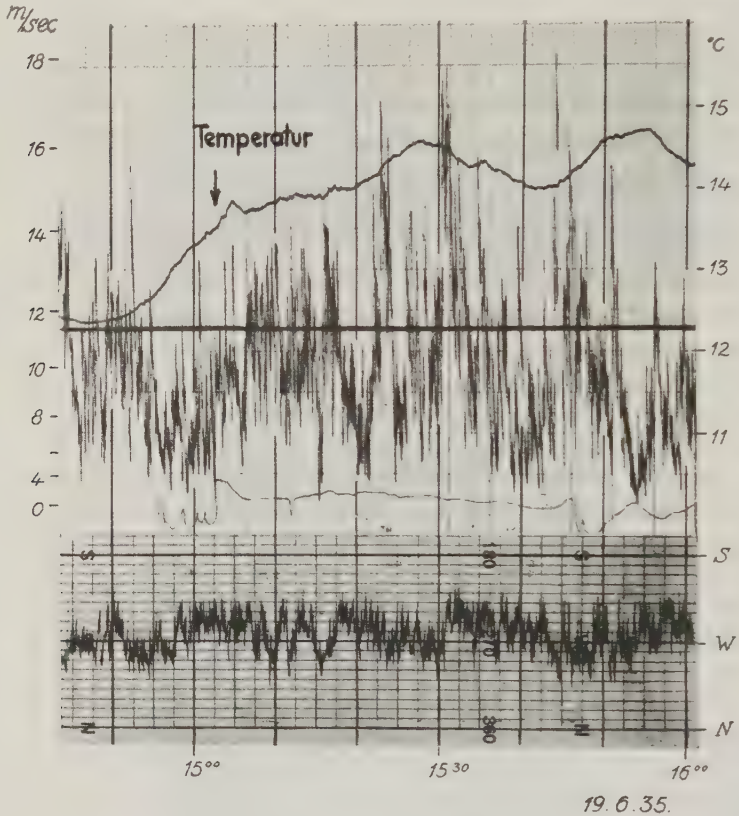


Fig. 7. Registrierung der Windgeschwindigkeit (photographisch), der Windrichtung (mechanisch) und der Temperatur (Widerstandsthermometer)

Die mittlere Windgeschwindigkeit schwankt zwischen 8 und 12 m/sec. Der Charakter der Richtungsschwankungen ist gegen die Fig. 4 nur wenig geändert. Außer den kurzperiodischen Schwankungen treten weiter langperiodische auf, nur ist die Periode auf 1 bis 2 Minuten gesunken. Der Zusammenhang zwischen Richtungs- und Geschwindigkeitsänderung ist deutlich zu erkennen

Die Fig. 5, 6, 7 und 8 zeigen diesen Charakter der Windrichtungsschwankungen an einigen typischen Beispielen. Bei sehr kleinen Windgeschwindigkeiten um 1 m/sec treten kleine Schwankungen von einigen Sekunden Schwingungsdauer und 5 bis 10° Amplitude auf. Da bei dieser Geschwindigkeit jedoch der Schwellwert für das Ansprechen der Windfahne liegt, so ist wohl die Periode, aber nicht

die Amplitude als sichergestellt zu betrachten. Steigert sich nun die Windgeschwindigkeit auf 8 m/sec, so werden die kleinen Schwankungen kurzperiodischer (1 bis 2 sec) und außerdem bilden sich die obenerwähnten langperiodischen Richtungsschwankungen besonders schön heraus, wie die Fig. 6 zeigt. Für diese langperiodischen Schwankungen ist weiter charakteristisch, daß ihre Aufeinanderfolge nicht stetig, sondern sprunghaft erfolgt. Die Richtung ändert sich fast linear mit der Zeit, bis das Maximum erreicht ist. Dann tritt ein Sprung ein, und die Rückdrehung erfolgt wieder zeitlinear. Der zeitliche Abstand von einem Maximum zum nächsten beträgt bei dem angeführten Beispiel 3 bis 4 Minuten. Das entspricht bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 8,5 m/sec einer Luftversetzung von 600 bis 800 m. Bei weiterer Zunahme der Windgeschwindigkeit bis rund

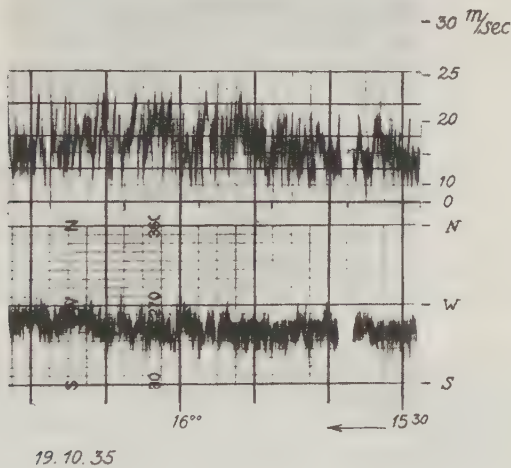


Fig. 8. Registrierung der Windgeschwindigkeit und Windrichtung (beide mechanisch) bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 18 m/sec

Die Unterscheidung in kleine kurzperiodische und große langperiodische Schwankungen ist nicht mehr zu machen, es besteht nur eine Schwankungsform mittelgroßer Amplitude und hoher Frequenz

10 m/sec ändert sich dieser Charakter der Richtungsschwankungen nicht wesentlich, wie die Fig. 7 zeigt. Die kurzperiodischen Schwankungen werden in ihrer Amplitude etwas größer (20 bis 30°), die langperiodischen dagegen behalten vollkommen ihre Form, nur wird die Periode kürzer. Sie beträgt bei einer Windgeschwindigkeit von 8 bis 9 m/sec nur noch 1 bis 2 Minuten. Diese Änderung der Periodenlänge erfolgt im großen und ganzen proportional der Windgeschwindigkeit, und zwar derart, daß das Produkt aus Periodenlänge und Windgeschwindigkeit rund 800 beträgt. Es bilden sich also offenbar außer den normalen „Turbulenzkörpern“ noch bedeutend größere Wirbelsysteme aus, deren Durchmesser von rund 800 bis 1000 m nicht von der Windgeschwindigkeit abhängt.

Oberhalb einer Windgeschwindigkeit von 15 m/sec ändert sich jedoch dieses Bild entscheidend, wie die Fig. 8 zeigt, die das Beispiel einer Sturmregistrierung darstellt. Danach verschwindet bei Windgeschwindigkeiten über 15 m/sec die deutliche Trennung der kleinen kurzperiodischen von den langperiodischen Schwankungen. Es tritt nunmehr praktisch nur noch eine einzige Schwankungsform von mittelgroßer Amplitude (20 bis 30°) und hoher Frequenz (nach Augenbeobachtungen rund 1 sec) auf, die nur einige nichtperiodische Unstetigkeiten zeigt.

Aus den eben dargestellten Eigenheiten der Richtungsschwankungen folgt zunächst zweierlei. Zunächst erscheint die Existenz von Wirbelsystemen mit vertikaler Achse und einem Durchmesser von rund 800 m, sowie die Unabhängigkeit dieses Durchmessers von der Windgeschwindigkeit wahrscheinlich. Ferner ergibt sich die Tatsache, daß bei einer Windgeschwindigkeit zwischen 10 und 15 m/sec ein Umschlag in der Strömungsart der Luft eintreten muß, der diese großen Wirbelsysteme vernichtet. Eine Erklärung für das Auftreten dieser Wirbelsysteme ist nicht mit Sicherheit zu geben.

Vergleicht man jedoch die gleichmäßigen Pendelungen der Windrichtung mit der Strömung hinter einer länglichen Platte, die senkrecht zur Stromrichtung aufgestellt ist, so fällt eine überraschende Ähnlichkeit auf. Hinter einer solchen Platte bildet sich gleichfalls unter bestimmten Bedingungen eine pendelnde Bewegung der Strömung aus, wobei abwechselnd rechts und links ein kräftiger Wirbel erzeugt wird (siehe Fig. 941 und 942 in Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, Bd. I, 2. Teil). Nach Untersuchungen von Kàrmàn muß zwischen dem stromsenkrechten und dem stromparallelen Abstand der Wirbelkerne das Verhältnis 0.28 bestehen.

Solche Verhältnisse könnten jedoch für die gezeigten Registrierungen vorliegen. Das Geophysikalische Institut Göttingen liegt auf dem Kamm des Hainberges, der hier die östliche Begrenzung des Leinetales bildet, rund 100 m über dem Tal. Die westliche Begrenzung bildet das Wesergebirge, dem einzelne Berggipfel nach Osten hin vorgelagert sind (Hohe Hagen, Fuchsberg, Bramberg). Bildet sich hinter diesen Bergen eine Hindernisströmung der obenerwähnten Art aus, so wird sie ohne weitere Hindernisse das Leinetal überschreiten und müßte sich in den Registrierungen verhältnismäßig ungestört abbilden.

Es ist beabsichtigt, die Richtigkeit dieser Anschauung durch gleichzeitige Registrierung der Windrichtung an zwei einige hundert Meter voneinander entfernten Stationen zu prüfen, denn dann könnte auch festgestellt werden, ob auch für diese Wirbel das von Kàrmàn zu 0.28 bestimmte Verhältnis von stromsenkrechtem zu stromparallelem Abstand der Wirbelkerne erfüllt ist. Eine weitere Prüfungsmöglichkeit ergäbe sich durch Registrierungen auf verschiedenem Gelände, da das Auftreten der Wirbel ja ein Geländeeffekt sein soll.

Neben diesen periodischen Schwankungen der Windrichtung wurde noch verschiedentlich deutliche „Stufenbildung“ auch in den Registrierungen der Windrichtung gefunden, wobei sich diese Stufenbildung in den Schwankungen der Windrichtung sehr viel deutlicher ausbildete als in denen der Windgeschwindigkeit.

Auf diese stufenartige Struktur des Windes hat zuerst Robitsch*) aufmerksam gemacht und Beispiele von dem stufenartigen Charakter der Windgeschwindigkeit veröffentlicht und bemerkt dazu: „Synchron mit dieser stufenartigen Änderung

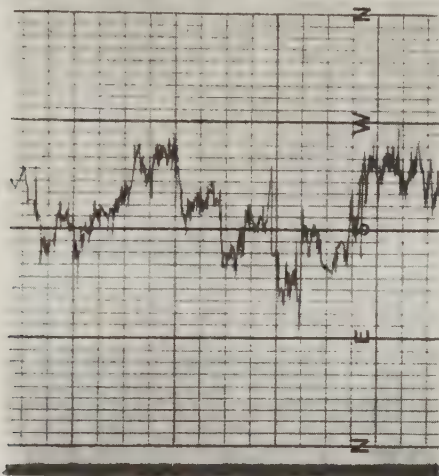


Fig. 9

Deutliche Stufenbildung in der Windrichtung bei einer Windgeschwindigkeit von 4 m/sec
Die Stufen sind treppenartig angeordnet

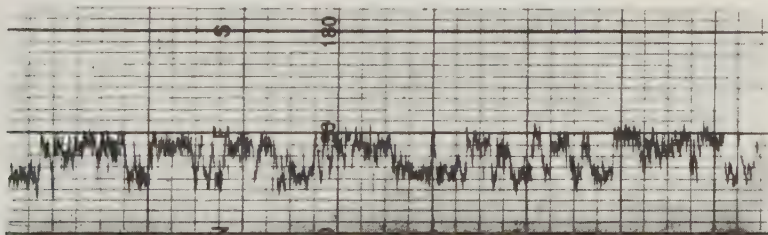


Fig. 10

Deutliche Stufenbildung in der Windrichtung bei einer Windgeschwindigkeit von 8 m/sec
Die Windrichtung pendelt nur zwischen zwei Grenzwerten unter Überspringung der Zwischenwerte hin und her. Die treppenartige Anordnung der Stufen wie in Fig. 9 kommt bei diesen Windgeschwindigkeiten nicht mehr vor

der mittleren Windstärke beobachtet man in der Regel auch Änderungen der mittleren Windrichtung.“ Die Fig. 9 und 10 geben ein Beispiel für stufenförmigen Wind von etwa 4 m/sec und 8 m/sec. Bei schwachem Wind zeigt sich sehr deutlich

*) Robitsch: die Arbeit d. Aeronaut. Obs. Lindenberg, XIII, 63 (1919).

das plötzliche Springen der Windrichtung, das anschließende Verharren in dieser mit recht kleinen Schwankungen und das erneute Springen in eine neue Richtung. Anders werden diese Vorgänge bei höherer Windgeschwindigkeit, für die die Fig. 10 ein Beispiel gibt. Hier pendelt die Windrichtung eigentlich nur zwischen zwei Grenzwerten hin und her, wobei die Zwischenwerte vollkommen übersprungen werden und die Windgeschwindigkeit diese Grenzstufen in keiner Weise erkennen läßt. Für diese Erscheinung konnte eine Erklärung nicht gefunden werden, sie trat bei den verschiedensten Wetterlagen auf und scheint immer dann vorzukommen, wenn stufenförmiger Wind eine Geschwindigkeit von 6 bis 8 m/sec überschreitet.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, November 1935.

Über Messungen der Erdbodentemperatur an Salzdomen

Von M. Paul, Berlin — (Mit 1 Abbildung)

Es wird über Messungen der Bodentemperatur an Salzdomen berichtet, durch die untersucht werden soll, ob Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit des tieferen Untergrundes auf die horizontale Temperaturverteilung im Erdboden Einfluß nehmen. Bisher wurden rund 700 Temperaturbestimmungen in 2 m Bodentiefe durchgeführt. Hierbei waren die mittleren Bodentemperaturen über dem Salz durchweg höher als die mittleren Temperaturen im Vorgelände des Salzstockes. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

Der Verfasser hat bereits an anderer Stelle ¹⁾ über Bodentemperaturmessungen in 2 m Tiefe berichtet, durch die eine Klärung der Frage erstrebt wird, ob ein Zusammenhang zwischen den horizontalen Temperaturgradienten im Erdboden und der Tektonik bzw. Wärmeleitfähigkeit des tieferen Untergrundes besteht. An sich sind die Temperaturen im Erdboden bekanntlich bis zu einer bestimmten Tiefe täglichen und jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen. In 2 m Bodentiefe ist die Amplitude des täglichen Temperaturganges bereits recht klein. Außer einer jährlichen Periode tritt — als zweites Fouriersches Glied — noch eine halbjährliche Schwingung hervor, deren Amplitude in 2 m Bodentiefe auch schon ziemlich gering ist. Dagegen ist die Amplitude der jährlichen Schwingung in 2 m Tiefe noch recht erheblich. Sie ist für unsere Breite von der Größenordnung 4° C.

Wir wollen nun den Temperaturbewegungen in 2 m Bodentiefe eine feste Temperatur als Nullwert zuordnen, um den herum die jahreszeitlichen Schwankungen verlaufen. Allerdings ist ein solcher Nullwert nicht präzise angebbar, da auch der spezielle Jahrescharakter in den Temperaturgang eingeht. Aber die hieraus auftretenden Abweichungen von einem über längere Zeiten gemittelten Nullwert der Temperaturschwankungen sind gering und sollen für unsere Zwecke

vernachlässigt werden. Wir wollen die Temperaturen, die an den einzelnen Beobachtungsorten in 2 m Bodentiefe als Nullwert der Temperaturschwingungen auftreten, Ruhetemperaturen nennen. Die gestellte Aufgabe war nun die, nachzuprüfen, ob in Unterschieden der Ruhetemperaturen benachbarter Meßorte Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit des tieferen Untergrundes hervortreten. Unter bestimmten (vereinfachenden) Annahmen ergibt sich theoretisch hierfür folgendes Bild.

Es wird angenommen, daß ungefähr in einer Tiefe von 5000 bis 6000 m die Isothermenflächen mit den Niveaulächen des Schwerepotentials zusammenfallen. Die Temperatur in dieser Tiefe sei T_0 . Wir betrachten nun eine gegen die Umgebung wärmeisoliert gedachte radiale Wärmeleitstrecke vom Einheitsquerschnitt zwischen diesem Niveau der Temperatur T_0 und der Erdoberfläche. Ersetzt man die veränderliche Insolation für ein bestimmtes Gebiet durch einen über längere Zeiten gemittelten Wert I und vernachlässigt den Einfluß der Atmosphäre, so wäre die Temperatur an der Oberfläche unserer Elementarröhre bestimmt durch die Beziehung

$$\frac{b\sigma T^4 - aI}{T_0 - T} = \frac{1}{\sum \frac{h_v}{k_v} + \sum D_{v,v+1}} \dots \dots \dots (1)$$

worin a , b und σ Konstante, die h_v die Mächtigkeit, die k_v die spezifische Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Schichten und die $D_{v,v+1}$ die einzelnen Wärmeübergangswiderstände zwischen je zwei benachbarten Schichten darstellen. Die rechte Seite von Gleichung (1) gibt den gesamten Wärmeleitwert unserer radialen Wärmeleitstrecke an. Im gleichen Sinne wie der Wärmeleitwert muß sich demnach auch die Temperatur T an der Oberfläche unserer Elementarröhre ändern. Diese Oberflächentemperatur T [für die angenommene unveränderliche (mittlere) Insolation] muß dann aber auch nahezu gleich der Ruhetemperatur in 2 m Bodentiefe sein.

Formel (1) kann nur qualitativ darüber aussagen, daß eine Einflußnahme von Unterschieden in der Wärmeleitfähigkeit des tieferen Untergrundes auf die Temperaturverteilung an der Erdoberfläche zu erwarten ist. Welche Temperaturunterschiede zwischen den Ruhetemperaturen hieraus auftreten können, vermag sie nicht anzugeben. Einmal deshalb, weil für die Absorptionskonstanten (a , b) und die Größenordnung der Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit der einzelnen radialen Wärmeleitstrecken kein gesichertes Material vorliegt. Sodann, weil Formel (1) infolge der Vernachlässigung des Einflusses der Atmosphäre keine strenge Gültigkeit hat. Schließlich haben wir infolge der angenommenen Wärmeisolation der betrachteten radialen Wärmeleitstrecken gegen die Umgebung noch die horizontalen Wärmeausgleichsströme zwischen benachbarten Wärmeleitstrecken unberücksichtigt gelassen, durch die Temperaturunterschiede, die in größeren Tiefen bestehen, mit der Annäherung an die Erdoberfläche verflacht werden.

Die Frage, ob tektonische Einflüsse auf die Ruhetemperaturen in etwa 2 m Bodentiefe noch von einer bequem meßbaren Größenordnung sind, konnte deshalb nur durch Versuche geklärt werden. Bodentemperaturmessungen sind zum Studium der Temperaturbewegungen aus den Schwankungen der Insolation bekanntlich vielfach vorgenommen worden. Besonders beachtet worden sind die Bodentemperaturmessungen von E. Leyst²⁾, die von Ad. Schmidt³⁾ theoretisch verwertet wurden. Messungen in verschiedenen Bodenarten sind von Homén⁴⁾ durchgeführt worden, allerdings nur bis zu einer Tiefe von 0.6 m. Hierbei wurden zum Teil nicht unwesentliche Temperaturunterschiede festgestellt, wobei jedoch die Frage eines Einflusses des tieferen Untergrundes auf die festgestellten Temperaturen noch offen steht. Naturgemäß müssen Unterschiede der Absorptionskonstanten der Oberfläche und der Wärmeleitfähigkeit des flacheren Untergrundes bei gleicher Insolation zu verschiedenen Temperaturbewegungen im Erdboden führen, durch die (mit der Jahreszeit veränderliche) Temperaturunterschiede in gleicher Bodentiefe hervorgerufen werden. Die Ruhetemperaturen gleicher Bodentiefe, um die diese verschiedenartigen Temperaturschwingungen erfolgen, müssen dann innerhalb eines enger begrenzten Gebietes bei gleichförmigem Aufbau des tieferen Untergrundes einander gleich sein, wenn nicht besondere Verhältnisse vorliegen, etwa aus der Nachbarschaft größerer Wasserflächen.

Die Ermittlung der Ruhetemperaturen kann durch eine Wiederholung der Messungen zu verschiedenen Jahreszeiten erfolgen. Bei geschickter Auswahl der einzelnen Meßzeiten dürfte hierbei sicher eine genügende Genauigkeit erreicht werden. Die Wiederholung der Messungen zu verschiedenen Jahreszeiten ist jedoch recht umständlich und zeitraubend. Nun müssen sich Unterschiede in der Amplitude der Temperaturschwingung (und damit in den äußeren Bedingungen) auch in der vertikalen Temperaturverteilung bemerkbar machen. Wird an den einzelnen Meßorten die Temperatur gleichzeitig in zwei verschiedenen (bestimmten) Bodentiefen gemessen, so kann die Abweichung in der Temperaturdifferenz zwischen beiden Bodentiefen von einem (mit der Jahreszeit veränderlichen) Vergleichswert als ungefähres Maß des Unterschiedes in den äußeren Bedingungen angesehen werden. Das für die Versuche vom Verfasser ausgearbeitete Meßverfahren dürfte genügend genau sein (Gesamtfehler $\pm 0.02^{\circ}\text{C}$), um solche Unterschiede noch klar genug herauszuheben.

Bei den bisher durchgeführten Versuchen wurde allerdings ein anderer Weg beschritten. Wenn die äußeren Bedingungen in einem bestimmten Gelände nahezu gleich sind, so müssen auch die Temperaturdifferenzen in 2 m Bodentiefe zwischen den einzelnen Meßstationen nahezu gleich den Differenzen zwischen den Ruhetemperaturen sein, soweit sie am selben Tage gemessen werden. Um Bodentemperaturen, die innerhalb eines solchen (idealen) Geländes an verschiedenen Tagen gemessen werden, miteinander vergleichbar zu machen, ist es dann lediglich erforderlich, den Betrag, um den sich die Temperatur an einer „Basisstation“ dieses Geländes seit einem bestimmten Stichtage jeweils geändert hat, zu den gemessenen Temperaturen zuzuzählen bzw. von ihnen abzuziehen. Um dieser

Bedingung gleicher äußerer Einflüsse möglichst nahezukommen, wurden in den beiden ersten Meßperioden (März—April und Juni—Juli dieses Jahres) wenigstens äußerlich gleichwertige Meßorte (Grasweide) ausgesucht. Hierbei war durchweg auch im Aufbau der äußeren Schichten kein sehr wesentlicher Unterschied festzustellen. Nach späteren Messungen hat es den Anschein, als ob die Unterschiede zwischen Wiese und Acker nicht erheblich sein können.

Besonders aussichtsreich für die Untersuchung einer Abhängigkeit der Bodentemperaturen von der Tektonik des Untergrundes erschienen Temperaturmessungen an Salzdomen, die einmal eine besonders hohe Wärmeleitfähigkeit aufweisen und aus großer Tiefe aufsteigen (kleines $\Sigma D_{v,v+1}$). Manche Autoren bestreiten allerdings eine besonders hohe Wärmeleitfähigkeit des Salzes und schreiben die beobachteten hohen Temperaturen mehr dem homogenen Aufbau zu. Eingehender

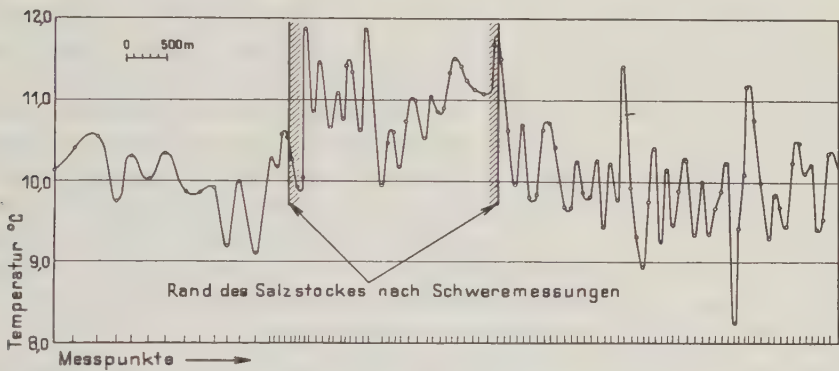


Fig. 1

haben sich mit den hohen Temperaturen in Salzdomen bzw. Salzbergwerken Huyssen⁵⁾, Sollas⁶⁾, Albrecht⁷⁾, Busch⁸⁾, Koenigsberger⁹⁾, Heald¹⁰⁾ und Krejci-Graf¹¹⁾ befaßt.

Insgesamt wurden bisher rund 700 Temperaturmessungen an zwei Salzstöcken der Provinz Hannover durchgeführt. In allen Fällen war die mittlere Temperatur über dem Salz höher als die mittlere Temperatur im Vorgelände. Beispielsweise betrug in einer besonders ausgedehnten Meßtrace (Fig. 1) über den größeren von beiden Salzstöcken die mittlere Temperatur aus 21 Messungen im westlichen Vorgelände 10.06° C, die mittlere Temperatur aus 51 Messungen im östlichen Vorgelände 9.95° C, die mittlere Temperatur aus 28 Messungen auf dem Salzdom 11.04° C. Sämtliche Meßergebnisse waren an Hand von Basismessungen auf einen bestimmten Stichtag reduziert worden. Bei den 376 Messungen an dem größeren Salzdom war die Übereinstimmung zwischen dem gravimetrisch ermittelten bzw. durch Bohrungen aufgeschlossenem Rande des Salzes und seiner Indikation durch die Temperaturmessungen recht zufriedenstellend. In dem Temperaturprofil trat der Rand des Salzstockes hier durch besonders hohe Temperaturwellen hervor,

die vielleicht auf die bevorzugt gute Wärmeleitfähigkeit steil aufragender Schichten oder Oxydations- bzw. Hydratationsvorgänge zurückzuführen sind. Auch bei den Messungen an dem kleineren Salzstocke, die zur Zeit noch im Gange sind, tritt die Reaktion auf das Salz durch steile Temperaturanstiege hervor, deren Höhe aber durch andere Temperaturspitzen auf dem Salz noch übertroffen wird. Dieses Material soll nach Beendigung der Versuche genauer mit gravimetrischen Messungen und Aufschlüssen durch Tiefbohrungen verglichen werden. Bei diesen letzteren Messungen wurde durchweg auch die Tiefe des Grundwassers festgestellt, um dessen Einwirkungen nachzugehen.

Die Abhängigkeit der Bodentemperaturen von der Beschaffenheit des tieferen Untergrundes erscheint bei der augenblicklichen Zahl von rund 700 Temperaturbestimmungen wenigstens an Salzdomen schon recht gut belegt. Die Durchbildung eines geeigneten Verfahrens, das eine genügende Meßgenauigkeit und die Ermittlung der wahren (durch den Eingriff unverfälschten) Bodentemperatur gewährleisten, hat längere Zeit in Anspruch genommen. Wieweit solche Temperaturbestimmungen sich für geophysikalische Aufschlüsse nutzbar machen lassen, soll durch weitere Messungen noch eingehender geprüft werden. Da es sich um eine Summenmessung der Leitfähigkeiten der einzelnen Schichten handelt, dürften die Ergebnisse — ebenso wie bei den gravimetrischen Messungen — nicht immer eindeutig sein. Um die Einflüsse aus äußeren Verschiedenheiten klarzustellen, sind Versuchsmessungen in zwei verschiedenen Bodentiefen geplant. Jedenfalls besteht die Aussicht, daß noch ein recht umfangreiches Versuchsmaterial zusammengetragen werden kann, dessen Auswertung die hier behandelten Fragen dann genügend zuverlässig beantworten läßt.

Zum Schluß sei in diesem Zusammenhange noch auf die bedeutungsvollen Arbeiten von Heald¹⁰⁾ über Temperaturmessungen in Tiefbohrungen hingewiesen, aus denen hervorgeht, daß ein Zusammenhang zwischen Temperatur und Tektonik zweifellos vorhanden ist. Sehr aufschlußreich würde eine Kombination von Temperaturmessungen in Tiefbohrungen mit Bodentemperaturmessungen in etwa 2 m Tiefe sein.

Literatur

- ¹⁾ Öl und Kohle **11**, 641 (1935).
- ²⁾ Phys. Ök. Ges. Königsberg 1891, S. 32.
- ³⁾ Ebenda Königsberg 1892, S. 33.
- ⁴⁾ Theod. Homén: Der tägliche Wärmeumsatz im Boden, Leipzig 1897.
- ⁵⁾ Verh. d. 8. Deutsch. Geogr. Tag. z. Berlin 1889, S. 225.
- ⁶⁾ W. J. Sollas: Geol. Mag. **8**, 502 (1901).
- ⁷⁾ D. Albrecht: Kali **16**, 413 (1922).
- ⁸⁾ B. Busch: ebenda **17**, 202 (1923).
- ⁹⁾ J. Koenigsberger: ebenda **18**, 36 (1924).
- ¹⁰⁾ K. C. Heald: Determination of geothermal gradients, Oil and Gas Journ. **28** (1929) Nr. 29. Ferner: Determination of geothermal gradients in oil fields on anticlinal structure, Am. Petr. Inst. **11** (1930) Nr. 1.
- ¹¹⁾ Karl Krejci-Graf: Grundfragen der Ölgeologie, Stuttgart 1930.

Referate und Mitteilungen

Wissenschaftlicher Wettbewerb

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. schreibt einen Wettbewerb für eine wissenschaftliche Arbeit aus. Zugelassen sind wissenschaftliche Arbeiten von Wert aus den Gebieten der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik. Ein festes Thema wird nicht vorgeschlagen. Jeder Bewerber kann sich das besondere Thema, das er bearbeiten will, selbst auswählen. Jedoch wird die Bearbeitung der nachfolgenden Themen angeregt:

1. Es sind Beiträge zum Schmierungsproblem zu erbringen:
 - a) für Präzisionsuhren und andere Uhren und Meßgeräte, die tiefen und sehr tiefen Temperaturen (bis -80°) ausgesetzt sind.
 - b) für Armbanduhren im gewöhnlichen Gebrauch.
2. Es ist die Einwirkung von Erschütterungen und rythmischen Bewegungen auf den Gang tragbarer Uhren zu untersuchen. Erwartet wird vor allem eine mathematische Behandlung des Gegenstandes und Belegung der Ergebnisse durch praktische Versuche. Es sind auch kleinere Schwingungszeiten der Unruh, als die gewöhnlichen einzubeziehen.
3. Es ist eine Verbreiterung des Bereichs der Temperaturkompensation bei Unruhuhren anzustreben. Dies kann durch metallurgische und durch konstruktive Maßnahmen geschehen. In allen Fällen ist auf Einfachheit, Zuverlässigkeit und leichte Durchführbarkeit der Vorschläge zu sehen und allgemein eine Verbesserung der Gangleistungen anzustreben.
4. Es sind eindeutige *deutsche* Fachbezeichnungen zunächst aus den Gebieten der Taschen- und Armbanduhrenfabrikation aufzustellen. Nach Möglichkeit sind Ausdrücke verschiedener Gegenden zu überbrücken und zu vereinheitlichen.

Die Teilnahme ist offen für jedermann. Für die beste Arbeit setzt die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. einen Preis von 500 RM aus. Ferner sind bisher von der Firma Cuypers & Stalling, Dresden, 250 RM und von Jacob Aeschbach, Pforzheim, 100 RM zur Verfügung gestellt worden, so daß bis jetzt insgesamt 850 RM (achthundertfünfzig Reichsmark) an Preisen zur Verfügung stehen, über deren Verteilung das Preisgericht entscheidet. Die Arbeiten müssen spätestens am 1. Dezember 1936 in einer für den Druck geeigneten Form bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Str. 8, eingehen. Es kommen nur solche Arbeiten in Frage, die bisher weder ganz noch teilweise veröffentlicht worden sind. Arbeiten, die nicht in vollständig druckfertiger Form eingeliefert werden, können keinesfalls preisgekrönt werden, auch wenn sie sachlich gute Vorschläge enthalten. Die Veröffentlichung der preisgekrönten Arbeit erfolgt (eventuell in gekürzter Form) auf Kosten der Gesellschaft. Falls gleich gute Preisarbeiten eingehen, behält die Gesellschaft sich eine Teilung des Preises vor. Die Entscheidung des Preisrichterkollegiums ist endgültig und unanfechtbar. Einer Verwendung aller eingereichten Arbeiten, auch der preisgekrönten, als Doktorarbeiten, steht seitens der Gesellschaft nichts im Wege. Weitere Auskünfte erteilt der Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft, Regierungsrat Dr. A. Repsold, Hamburg 3, Deutsche Seewarte. Preisrichter sind die Mitglieder des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft; das sind zur Zeit: Dr.-Ing. J. Baltzer, Berlin; Prof. Dr.-Ing. H. Bock, Hamburg; Oberstudiendirektor Dr. K. Giebel, Glashütte; Studienrat Alfred Helwig, Glashütte; Fabrikant Otto Lange, Glashütte; Regierungsrat Dr. A. Repsold, Hamburg; Dr. J. Weber, Leipzig.

E. Slutski: *Das statistische Experiment als Untersuchungsmethode. Kritische Bemerkungen zum Problem: „Erde—Sonne“.* Journal of Geophysics, Bd. 5, Nr. 1, 18—38, 1935. Moskau (russisch).

In den einleitenden Bemerkungen erwähnt der Verfasser zunächst, daß es bekanntlich mit Hilfe des statistischen Experimentes (Versuche mit Urnen, mit dem Kopf- und Schriftspiel u. a.) möglich war, die Berechtigung der gemachten Annahmen über die Zufälligkeit der einzelnen Ereignisse und über die Konstanz der Wahrscheinlichkeiten unter Beweis zu stellen; daß ferner das statistische Experiment mit Erfolg zur Nachprüfung gewisser theoretisch abgeleiteter Formeln herangezogen worden ist. Auf die Bedeutung einer weiteren, bisher kaum beachteten Anwendungsmöglichkeit des statistischen Experiments wird in der vorliegenden Arbeit hingewiesen. Die Problemstellung lautet: Zwei Reihen statistischer Werte zeigen einen parallelen Verlauf; könnte man sicher sein, daß diese Übereinstimmung nicht zufällig ist, so ließen sich aus dieser Tatsache Schlüsse über den Charakter gewisser Prozesse ziehen, z. B. über ihren gegenseitigen Zusammenhang. Zur Untersuchung solcher Fälle wird vom Verfasser das statistische Experiment vorgeschlagen. Die der Methode zugrundeliegende Idee ist die folgende: es soll bei der graphischen Darstellung der Wertreihen das Abstandsmaß der korrespondierenden Maxima und Minima irgendwie bestimmt und dann die Wahrscheinlichkeit dessen berechnet werden, daß diese Annäherung zufällig zustande gekommen ist. Die Ausführung des Experimentes kann nach zwei Methoden erfolgen: die erste besteht aus der Schaffung auf theoretischem Wege eines Schemas zwecks Bildung einer unbegrenzten Zahl zufälliger Funktionen, die im Mittel mit einem der Vorgänge übereinstimmen; der eigentlichen Wahl einer solchen Funktion; einer Nebeneinanderlegung der letzteren mit den anderen Vorgängen nebst Berechnung der Wahrscheinlichkeit, mit der rein zufällig das tatsächlich beobachtete Abstandsmaß zustande kommen könnte. Bei der zweiten Methode sind *beide* Wertreihen durch Beobachtung gewonnen. Im übrigen ist der Gedankengang derselbe wie bei Methode 1.

Die Untersuchung mit Hilfe des statistischen Experiments beruht nun auf folgendem: die beobachteten Prozesse sind fast niemals streng periodisch, d. h. also, daß die Entfernung der gegenüberliegenden Maxima (bzw. Minima) voneinander nicht genau gleich groß sind. Es wird bei einer gegenseitigen Verschiebung der Kurven, z. B. derart, daß das erste Maximum der Kurve *A* nicht dem ersten, sondern dem zweiten Maximum der Kurve *B* gegenüberzuliegen kommt, im allgemeinen der Abstand der korrespondierenden Maxima von dem ursprünglichen verschieden sein. Falls beide Vorgänge in keinem Zusammenhang stehen, sondern die Koinzidenz eine zufällige ist, so wäre auch kein Grund dafür vorhanden, daß das Abstandsmaß bei der natürlichen Anordnung einen kleinsten Wert erreicht, und nicht bei irgendeiner anderen fiktiven Lage. Das Verfahren, das der Verfasser als die Methode „der fiktiven Lagen“ bezeichnet, wird weiter unten an Hand einiger Beispiele klargemacht.

Im ersten Kapitel zählt der Verfasser zunächst eine Reihe von Umständen auf, die die Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung in der Geophysik erschweren:

a) Vor allem ist die Forderung der Zufälligkeit der Ereignisse bei den Gliedern einer Beobachtungsreihe oftmals nicht erfüllt. Die aufeinanderfolgenden Glieder sind untereinander korreliert („gebundene“ Reihen). Die Anwendung der klassischen Fehlerrechnung auf solche Reihen ist unzulässig.

b) Diese Tatsache bedingt einen wellenförmigen Gang der betreffenden Vorgänge, der manchmal so ausgeprägt ist, daß unwillkürlich ein Verdacht auf (meistens nicht vorhandene oder durch pseudoperiodische Prozesse verdeckte) „verborgene Periodizitäten“ aufkommt.

c) Oft sind geophysikalische Vorgänge nicht stationär; die Veränderung der einzelnen Elemente kann periodisch (jahreszeitliche Einflüsse) oder säkular sein; die

hierdurch entstehenden Schwierigkeiten haben noch keine theoretische Lösung gefunden.

d) Selbst in den Fällen, in denen gewisse theoretische Grundlagen geschaffen worden sind, können Schwierigkeiten praktischer Art entstehen. Abgesehen davon, daß die bei „gebundenen“ Reihen in Frage kommenden, viel komplizierteren Fehlerformeln einen bedeutenden Mehraufwand an Rechenarbeit erfordern, kann die Zuverlässigkeit der Ergebnisse infolge nicht genügend langer Beobachtungsreihen in Frage gestellt werden.

Der Verfasser führt nun einige Beispiele an, um zu zeigen, daß die oben erwähnten Sonderheiten der statistischen Struktur in der Geophysik vielfach nicht beachtet werden. Es handelt sich um einige (allerdings ältere) Arbeiten von Baur, Abbot und Clayton, in denen der mittlere Fehler des Korrelationskoeffizienten ungeachtet des Umstandes, daß es sich um „gebundene“ Reihen handelt, trotzdem mit Hilfe der „quadratischen Fehlerformel“ von Pearson berechnet wird. Besonders ausführlich wird „*World Weather*“ von Clayton besprochen und darauf hingewiesen, daß einige der angewandten Untersuchungsmethoden eine Beurteilung der Arbeit und der Zuverlässigkeit der Beweisführung zu mindest stark erschweren.

Im zweiten Kapitel wird zur Erläuterung der Methode „der fiktiven Lagen“ ein Beispiel aus einer Arbeit von Helland-Hansen und Nansen über den Gang der Sonnenfleckenzahl und der mittleren Erdtemperatur herausgegriffen; die beiden Autoren finden die Parallelität der Kurven „auffallend“, berechnen den Korrelationskoeffizienten und stellen eine Regressionsgleichung auf, zwecks Berechnung der Erdtemperatur aus der Sonnenfleckenzahl. Da es sich wiederum um „gebundene“ Reihen handelt, hält Slutzki die Argumentation für nicht überzeugend. Zwecks Nachprüfung zeichnet er den Verlauf der Sonnenfleckenzahl und der Erdtemperatur auf zwei Papierstreifen auf und bestimmt durch Verschieben beider Streifen gegeneinander die Änderung des Abstandsmaßes $\Sigma \epsilon_i^2$ der korrespondierenden Maxima und Minima bei allen 180 möglichen „fiktiven Lagen“. Man findet, daß es im ganzen sieben Lagen gibt, für die $\Sigma \epsilon_i^2$ kleiner ist als für die tatsächliche. Die berechnete Wahrscheinlichkeit, daß die Koinzidenz der Extrempunkte zufällig ist, ist gering, so daß also in diesem Falle ein Zusammenhang beider Vorgänge vermutet werden kann. Im nächsten Beispiel wird an Hand von Zahlenmaterial die Anwendung der Methode 1 und 2 gezeigt für den Fall, daß eine geringe Ereigniszahl (Mißernten in Rußland) auf den Zusammenhang mit den Phasen des Sonnenzyklus untersucht werden soll. Schließlich wird eine Arbeit von Semenow besprochen, bei der das Verfahren mit den zwei Papierstreifen zu dem verblüffenden Ergebnis führt, das für sämtliche „fiktiven“ Lagen $\Sigma \epsilon_i^2$ größer ist als für die *natürliche*; dieser Befund berechtigt zur Annahme, daß enge Beziehungen zwischen den untersuchten Ereignissen — der Sonnenfleckenzahl und dem Ernteertrag in Rußland — bestehen. Im Anhang sind noch einige ergänzende Wahrscheinlichkeitsberechnungen durchgeführt. Im Literaturbericht wird eine Reihe — bedauerlicherweise in russischer Sprache — veröffentlichter Arbeiten des Verfassers angeführt, die ein tieferes Eindringen in die oben behandelten Probleme ermöglichen.

N. Weger.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Geophysikalisches Institut Göttingen

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn A. G., Braunschweig.
Verantwortlich für den Anzeigenteil: Wilh. Zimmermann, Braunschweig.
I. v. W. g. Printed in Germany

Autorenverzeichnis

Ackemann, M. 154.
Angenheister, G. 163.

Bock, R. 357.
Brockamp, B. 89.
Bungers, R. 207, 326.

Defant, A. 50.
Dobberstein, H. 102, 362.
Drygalski, E. v. 109.

Funder, L. 75.

Gräfe, H. 144.
Grube, C. 133.

Haalck, H. 55, 134.
Herrmann, A. 152.
Hiller, W. 15, 19.
Hummel, J. N. 92, 321.

Jung, H. 157, 160, 160,
162, 271.
Jung, K. 188.

Kamel, M. 164.
Köhler, R. 158.

Lambert, W. D. 35.
Ledersteger, K. 23.
Lubiger, F. 116.

Meisser, O. 152, 221.
Mildner, P. 329.
Müller, E. A. W. 126.
Müller, H. K. 111.

Nitze, Fr. W. 247.

Paul, M. 388.

Reich, H. 344.
Rixmann, F. 197.

Rössiger, M. 75, 75.
Roux, L. 165.

Schmerwitz, G. 273.
Schmidt, O. v. 83.
Schulze, G. A. 307.
Schumann, R. 1, 193.
Sieberg, A. 339.
Suckstorff, G. A. 95, 107,
169, 378.

Tams, E. 9, 235.
Thyssen, St. v. 131, 212.
Trommsdorff, W. 108.

Vogt, W. 29.

Wegener, K. 127.
Weger, N. 394.
Werner, K. 288.
Wüst, G. 40.

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere
 - K. Ledersteger: Über die Minimum-eigenschaft der Schwerestörungen. S. 23.
 - Walter D. Lambert: The Hayford-Bowie Table and the Definition of Perfect Isostasy. S. 35.
 - H. Haalck: Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland. S. 55.
 - H. Gräfe: Über die Möglichkeit der Messung von Schwerevariationen mit Ausgleichpendeln. S. 144.
 - K. Jung: Einige Zahlen über Normal-schwere und Abplattung. S. 188.
 - F. Rixmann: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XVIII. Untersuchungen über die Abhängigkeit der Bodenbewegung bei Sprengungen von der Ladung. S. 197.
 - O. Meisser: Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schweremessern. S. 221.
 - E. Tams: Die neuen Schweremessungen auf dem Meere und ihre Deutung (Schwere-Expeditionen 1923 bis 1932). S. 235.
2. Gezeiten, Deformationen, Seismik
 - Rich. Schumann: Beitrag zur Frage der Eigenschwingungen einzelner Teile des Erdkörpers. S. 1.
 - E. Tams: Seismische Bodenunruhe in Hamburg und örtlicher Sturm. S. 9.
 - W. Hiller: Erdbebenherde und Tektonik im Gebiete der Schwäbischen Alb. S. 15.
 - W. Hiller: Eine einfache und sichere Art der Zeitmarkierung bei mechanisch registrierenden Seismographen. S. 19.
 - B. Brockamp: Über einige Ergebnisse der vom Geodätischen Institut Kopenhagen durchgeführten seismischen Feldarbeiten in Dänemark. S. 89.
 - H. Dobberstein: Eichung von Schallempfängern (Undographen und Membranapparate). S. 102.
 - C. Grube: Bericht über ein Erdbeben, gefühlt an Bord des Dampfers „Aachen“ (Norddeutscher Lloyd) vor Iquique. S. 133.
 - A. Herrmann und O. Meisser: Ein piezoelektrischer Beschleunigungsmesser. S. 152.
 - G. Schmerwitz: Die Wirkungsweise eines Klinographen bei der Aufzeichnung von Neigungswellen. S. 273.
 - K. Werner: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XX. Verhalten der Luftdämpfung und Bestimmung des Dämpfungsgrades bei Seismographen und Erschütterungsmessern. S. 288.
 - H. Dobberstein: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXII. Eichung von Fernschallempfängern (Undographen und Membranapparate). S. 362.
 - A. Sieberg: Die gesetzmäßige Verteilung der tektonischen Verformungszonen in einer Geosynklinale. S. 339.

II. Magnetisches und elektrische: Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung

M. Rössiger und L. Funder: Messungen des Ionengehaltes von Grubenwettern. S. 75.

— Die Aufzeichnungen der erdmagnetischen Elementarwellen mittels des Kriechgalvanometers. S. 75.

F. Lubiger: Über die vom Samoa-Observatorium registrierten erdmagnetischen Pulsationen. S. 116.

Ernst A. W. Müller: Berechnung der oberen Grenze der in der Ionosphäre möglichen Temperatur aus den Messungen der Ionisierungsschichtdicken. S. 126.

M. Ackemann: Untersuchung von Sekundäreffekten der kosmischen Ultrastrahlung bei großen Bleidicken. S. 154.

H. Reich: Ergebnisse erdmagnetischer Untersuchungen im Rheinischen Schiefergebirge. S. 344.

R. Bock: Planung und Verlauf der magnetischen Reichsvermessung 1934/1935. S. 357.

III. Physik der Atmosphäre

Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

K. Wegener: Der vergessene Krakatau. S. 127.

H. Jung: Über stereophotogrammetrische Vermessung von Pilotballonbahnen an Berghängen. S. 157.

L. Roux: Turbulente Windströmungen auf der rauen Erdoberfläche. S. 165.

Fr. W. Nitze: Nächtliche Austauschströmungen in der bodennahen Luftschicht, hergeleitet durch stereophotogrammetrisch vermessene Bahnen von Schwebeballonen. S. 247.

G. A. Suckstorff: Einige Untersuchungen über die Struktur der Richtungsschwankungen des Windes. S. 378.

IV. Hydrographie

G. Wüst: Die Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers im Atlantischen und Indischen Ozean. S. 40.

A. Defant: Zur Dynamik des antarktischen Bodenstromes im Atlantischen Ozean. S. 50.

E. v. Drygalski: Über Grundeis. S. 109.

R. Schumann: Über die Bedeutung der Mittelwasserorte als Punkte am Geoid. S. 193.

V. Angewandte Geophysik

(Gravimetrische und seismische Methoden siehe I, 1 und 2)

Elektrische und radioaktive Methoden

W. Vogt: Radiologische Untersuchungen im Radiumbad Brambach. S. 29.

H. Haalck: Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland. S. 55.

M. Rössiger und L. Funder: Messungen des Ionengehaltes von Grubenwettern. S. 75.

O. v. Schmidt: Sprengseismische Untersuchungen. (Experimentelle Ergebnisse einer Arbeitsgemeinschaft an der T. H. Berlin.) S. 83.

B. Brockamp: Über einige Ergebnisse der vom Geodätischen Institut Kopenhagen durchgeführten seismischen Feldarbeiten in Dänemark. S. 89.

J. N. Hummel: Die elektrische Leitfähigkeit von Aggregaten in bezug auf die Leitfähigkeiten ihrer Bestandteile. S. 92.

G. A. Suckstorff: Eine transportable Zählrohrapparatur und ihre Anwendung im Gelände. S. 95.

H. K. Müller: Vergleich von Laufzeitkurve und Gang des Emergenzwinkels bei Sprengungen. S. 111.

St. v. Thyssen: Mitteilungen über die neuere Entwicklung des Thyssen-Gravimeters. S. 131.

H. Haalck: Verzeichnis der im Jahre 1934 mit dem Statischen Schweremesser auf der Nord- und Ostsee und

in Norddeutschland gemessenen Schwerewerte. S. 134.

F. Rixmann: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XVIII. Untersuchungen über die Abhängigkeit der Bodenbewegung bei Sprengungen von der Ladung. S. 197.

R. Bungers: Zum 2-Schichten-Problem der angewandten Seismik. S. 207.

St. v. Thyssen: Relative Schweremessungen an einer tiefen Salzstruktur der norddeutschen Tiefebene. S. 212.

O. Meisser: Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schwermessern. S. 221.

G. A. Schulze: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XIX. Über die Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung. S. 307.

J. N. Hummel: Die Messung der elektrischen Strömung im räumlichen Leiter. S. 321.

R. Bungers: Bestimmung von Schichtneigungen aus dem Emergenzstrahl bei Sprengungen. S. 326.

H. Reich: Ergebnisse erdmagnetischer Untersuchungen im Rheinischen Schiefergebirge. S. 344.

R. Bock: Planung und Verlauf der magnetischen Reichsvermessung 1934/35. S. 357.

M. Paul: Über Messungen der Erdbodentemperatur an Salzdomen. S. 388.

Verschiedenes und Mitteilungen

Wissenschaftlicher Wettbewerb der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik e. V. S. 393.

P. Mildner: Das Geophysikalische Observatorium der Universität Leipzig. S. 329.

Referate

G. A. Suckstorff: C. Dorno: Das Klima von Agra (Tessin). S. 107.

W. Trommsdorff: Fr. Heide: Kleine Meteoritenkunde. S. 108.

R. Köhler: H. Haalek: Lehrbuch der angewandten Geophysik. S. 158.

G. A. Suckstorff: Institut für Meereskunde: Das Meer in volkstümlichen Darstellungen; II. Teil. Der Luftverkehr über dem Ozean. S. 159.

H. Jung: G. Wüst: Das Meer in volkstümlichen Darstellungen. S. 160.

— B. Gutenberg: Handbuch der Geophysik. S. 160.

— W. U. Behrens: Mathematische Methoden für Versuchsansteller auf dem Gebiete der Naturwissenschaften, Landwirtschaft und Medizin. S. 162.

G. Angenheister: A. Bunninghoff, K. Beurlen, K. Hildebrandt, K. L. Wolf: Zeitschrift für die gesamte Naturwissenschaft einschl. Naturphilosophie und Geschichte der Naturwissenschaft und Medizin. S. 163.

B. Sc. Kamel: The Three Components of Microseismic Disturbance at Kew Observatory. Geophysical Memories No. 66, 1935. S. 164.

Deutsche Seewarte: Zeitsignale. S. 164.

H. Jung: H. Spreitzer: Forschung am Nanga-Parbat. S. 271.

N. Weger: E. Slutzki: Das statistische Experiment als Untersuchungsmethode. S. 394.

Geophysikalische Berichte

S. 1—40. Heft 1/2.

S. 41—72. Heft 3.

S. 73—124. Heft 4/5.

S. 125—180. Heft 6.

Geophysikalische Berichte

J. T. Morrison. Note on the Correlation of Time-series. Phil. Mag. (7) 18, 545—554, 1934, Nr. 120.

H. Ebert.

K. Büttner. Die Wärmeübertragung durch Leitung und Konvektion, Verdunstung und Strahlung in Bioklimatologie und Meteorologie. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 404, Abh. 10, Nr. 5, 37 S., 1934. Die ausführliche Arbeit, die sich mit den Grundlagen des Problems allgemein beschäftigt, bezweckt die Übertragung der modernen physikalischen Methoden der Wärmebilanzbestimmungen auf die Klimatophysiologie und die Meteorologie zu prüfen. Die Arbeit behandelt die Übergänge von Wärme in verschiedener Form zwischen einer festen Wand und der Luft. Die Wand ist entweder die eines begrenzten (physikalischen) Körpers, etwa einer Kugel (Heizungstechnik, Wasserwirtschaft) oder die Haut des Menschen (Grundlagen der quantitativen Bioklimatologie, Bestimmung des Wärmehaushalts des den physikalischen Umweltbedingungen ausgesetzten Menschen) oder die Erdoberfläche (Grundlage der quantitativen Meteorologie). Eingeteilt ist der Stoff in fünf Abschnitte: Grenzschicht (Prandtl), Wärmeübergang durch Leitung und Konvektion (Nusselt), Verdunstung, Strahlung und Temperatur, sowie Wärmehaushalt (für eine nasse geheizte Kugel, Mensch im Freien und Erdoberfläche an einem Märztag in der Sahara). Für viele Untersuchungen ist durch diese Arbeit eine Grundlage geschaffen.

H. Ebert.

H. Geissler. Zur Korrekturformel für die Richterschen Kippthermometer. Ann. d. Hydrogr. 62, 378—382, 1934, Nr. 9. Es wird gezeigt, daß Näherungsformeln (Schumacher) und die genaueren Formeln (z. B. Hidaka und Hansen) praktisch gleichwertig sind, solange der Ausdehnungskoeffizient des zur Herstellung des Umkippthermometers dienenden Glases nicht genauer bekannt ist.

H. Ebert.

Lucien J. B. La Coste, Jr. A New Type Long Period Vertical Seismograph. Physics 5, 178—180, 1934, Nr. 7. Es wird ein Vertikalseismograph mit sehr langer Eigenperiode beschrieben. Dieser Vertikalseismograph erinnert in seiner Bauart an das Zöllnersche Horizontalpendel. An einem Gestell ist ein in der Vertikalebene drehbarer starrer Arm angebracht. Am Ende dieses Armes, also in einer gewissen Entfernung vom Drehpunkt befindet sich die Masse. Eine Spiralfeder, die in der Nähe der Masse angreift und schräg nach oben führt, ist senkrecht über dem Drehpunkt des starren Armes befestigt und sorgt dafür, daß der Schwerpunkt der Masse und der Drehpunkt des Armes in der Horizontalen bleiben. Es läßt sich leicht nachweisen, daß bei dieser Anordnung theoretisch eine unendlich lange Eigenperiode erzielt werden kann. Der Verf. hat Eigenperioden von über einer Minute Dauer erhalten.

W. Schmeidel.

W. Schnittger und H. Linke. Ballontheodolite zur Beobachtung auf festem Boden und auf Schiffen. ZS. f. Instrkd. 54, 311—317, 1934, Nr. 9. Es werden zwei von den Askania-Werken, Berlin-Friedenau, gebaute Ballontheodolite beschrieben, die einige beachtliche Neuerungen aufweisen und bei Höhenwindmessungen und bei der Verfolgung bewegter Ziele in der Luft mit Vorteil gegenüber älteren Bauarten verwendet werden. Die Geräte zeichnen sich durch eine ebenso gedrungene wie handliche Konstruktion aus, was dadurch erreicht wird, daß die bisher übliche Lagerung des gebrochenen gleichzeitig als Höhenachse benutzten Beobachtungsfernrohres auf einem Bock vermieden wird. Bei dem neuen Gerät durchdringen sich die Azimut- und Höhenachse. Letztere wird trotz-

dem als Fernrohrtubus benutzt. Sämtliche empfindliche Teile sind gegen Staub gekapselt, die Kreise sind bis auf Ablesefenster vollkommen verdeckt. Die beiden Ablesestellen liegen unmittelbar untereinander. Der Schiffsballontheodolit weicht nur in den seinem Sonderzweck entsprechenden Erfordernissen von dem für festen Beobachtungsort bestimmten Gerät ab. Er weist ein zweites Objektiv auf, das die Kimmlinie im Bildfeld des Beobachtungsfernrohres abbildet und wird getragen von einer Stange, die in einem Kardankugelgelenk im Stativ aufgehängt ist. Die Beobachtungszeitskala liefert eine zweckentsprechend gebaute Uhr durch eine akustische Signalfolge, deren Zeichenabstände den besonderen Bedürfnissen der Höhenwindmessung angepaßt sind. *W. Keil.*

M. Bender. Nachtrag zur Arbeit: Über ein neues photochemisches Verfahren zur Messung der Ultraviolettstrahlung. *Meteorol. ZS.* 51, 332—336, 1934, Nr. 9. Die Ultraviolettstrahlung wird nach dem besprochenen Verfahren durch Bestimmung einer Aldehydbildung als Zersetzungsprodukt von der Strahlung ausgesetztem Aceton gemessen. Es werden Anleitungen für die Messungen mit dem Kolorimeter, für Prüfung alter und neuer Aceton-Wasserlösungen, für Reinhaltung der Aufbewahrungsflaschen und Gefäße, für Prüfung alter und neuer als Reagens verwendeter Fuchsin-Schwefeligesäure-Lösung, für die Anordnung zur Messung der Himmelsstrahlung, zur Bestimmung des Gesetzes der Proportionalität bei ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung, zur Messung der Temperaturabhängigkeit und zur Reduktion der Meßergebnisse auf bestimmte Temperaturen angegeben. Die obere Grenze für die Gültigkeit des Proportionalitätsgesetzes wurde festgelegt (9 bis 10), danach werden die Termine für Auswechslung der Lösung festgelegt (meist dreimaliger Wechsel pro Tag).

F. Steinhäuser.

M. Milankovitch. Der Mechanismus der Polverlagerungen und die daraus sich ergebenden Polbahnkurven. *Gerlands Beitr.* 42, 70—97, 1934, Nr. 1. Wegen der isostatischen Lagerung muß sich die Sialdecke der Erde relativ zu ihrer Unterlage langsam verschieben und damit ergibt sich eine säkulare Verlagerung der Drehpole der Erde in bezug auf die Erdkruste. Da die Verlagerung der Drehpole längs der Vektorlinie des Gradienten des Trägheitsmomentes der Sialdecke erfolgt, läßt sich die säkulare Bahnkurve aus der Verteilung von Kontinenten und Ozeanen berechnen. Dies wird hier unter Zugrundelegung der Wirkung der Polfluchtkraft ausgeführt. Die numerischen Ergebnisse der Berechnungen werden mitgeteilt. Danach ist der Nordpol aus seiner Lage im Paläozoikum mitten im Pazifischen Ozean (20° Breite) zuerst etwas gegen Osten und dann gegen Norden über Alaska zur heutigen Nordpollage gewandert, von wo er weiter gegen Nordrußland sich verlagern soll. Die Wahrscheinlichkeit der berechneten Polbahnkurve wird von geologischen Ergebnissen gestützt. *F. Steinhäuser.*

E. M. Anderson. Earth contraction and mountain building (I). *Gerlands Beitr.* 42, 133—159, 1934, Nr. 2/3. Nach einer kritischen Besprechung der Untersuchungen von Joly und Jeffreys über die Abkühlung der Erdkruste gibt der Verf. an, daß nach Wärmeleitfähigkeitsbestimmungen in verschiedenen Bohrlöchern der Mittelwert des Wärmeflusses an der Oberfläche etwas über $1,5 \cdot 10^{-6}$ cal/cm² sec betragen muß. Er ist also kleiner, als von obigen Autoren angenommen wurde, und nicht viel verschieden von dem von dem Bodentemperatur-Comitee der British Association angegebenen Wert von $1,633 \cdot 10^{-6}$ cal/cm² sec. Der Anteil der durch radioaktive Elemente erzeugten Wärme und auch der Einfluß einer Eisbedeckung der Erde werden abgeschätzt. Im Zusammenhang mit der Temperaturverteilung in der Erdkruste wird nach verschiedenen Annahmen ihre Schichtung und Zusammensetzung mit besonderer Berücksichtigung des Gehaltes

an radioaktiven Bestandteilen eingehend untersucht. Die Sedimentschicht soll eine mittlere Dicke von 6 km und geringen Radioaktivitätsgehalt haben; die darunter liegende bisher aus Granit bestehend angenommene Schicht wird wahrscheinlich die Zusammensetzung wie schottischer Gneiß zeigen mit geringerem Gehalt an radioaktiven Bestandteilen als Granit. Die Abkühlung ist nicht ausreichend, um die Gebirgsbildung nach der Kontraktionstheorie damit zu erklären. *F. Steinhäuser.*

N. Moisseiev. Über die Bestimmung der Figur des Geoids der nichtregularisierten Erde. *Gerlands Beitr.* 42, 279—290, 1934, Nr. 2/3. Es werden Formeln zur Bestimmung der Figur der Erde abgeleitet, ohne daß dabei eine Verlagerung der äußeren oder inneren störenden Massen in die Referenzfläche angenommen wird, und außerdem werden auch Formeln für die durch die äußeren und inneren störenden Massen bewirkten Abweichungen angegeben. *F. Steinhäuser.*

Albrecht Penk. Theorie der Bewegung der Strandlinie. *Berl. Ber.* 1934, S. 321—348, Nr. 18/20. Die Bewegung der Strandlinie wird bestimmt durch die Bewegung des Meeresspiegels und der Küsten. Die Bewegungen des Meeresspiegels sind unstatische und betreffen den gesamten Ozean. Sie sind nomisch, nämlich bedingt durch die Zuschüttung des Meeres, durch die Abtragung des Landes, juvenil durch die Zufuhr juvenilen Wassers, rhythmisch infolge von Klimaschwankungen, welche eine wechselnde Menge Wasser in Form von Gletschereis an das Land binden. Bewegungen der Erdkruste ziehen außer den unmittelbaren Verschiebungen der Strandlinie auch unstatische Bewegungen nach sich, sobald sie das Meeresvolumen beeinflussen. Dahin gehören die Transgressionen. Untersucht werden die Geschwindigkeiten der einzelnen Vorgänge und der Endzustand des Landes, der sich bei anhaltender Abtragung und entsprechender nomischer Anschwellung des Meeres ergibt. *Fritz Hänsch.*

Pierre Lejay. Anomalies de la gravité dans le sudest de l'Indochine. *R. C.* 199, 521—523, 1934, Nr. 9. Enthält eine Karte der Bouguerschen Schwereanomalien. *K. Jung.*

R. Stoneley. The transmission of Rayleigh waves in a heterogeneous medium. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 3, 222—232, 1934, Nr. 6. Die Behandlung der Rayleighschen Wellengleichung, die auch für ein Zweischichtmodell sehr mühsam ist, erfolgt für den Fall eines Körpers konstanter Dichte und mit von der Tiefe linear abhängenden Laméschen Konstanten λ und μ . In der Wellengeschwindigkeitsgleichung tritt das Whittakersche Integral auf. Zwischen dieser Funktion und der hypergeometrischen Reihe werden Beziehungen angegeben. Der Grenzfall sehr kurzer Wellen wird erörtert. Weiter wird die Wellengeschwindigkeit für einheitliche Oberflächenschicht und dazwischenliegendem, heterogenem Material mit konstantem Righeitskoeffizienten ermittelt. Auswertung dieses und des obigen Falls muß zurückgestellt werden, bis numerische Auswertung der Wellenfunktion vervollständigt ist. *Sättele.*

Torahiko Terada. Hot Springs and Deformation of Earth's Crust. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 10, 410—413, 1934, Nr. 7. Der Verf. gibt eine Erklärung für die schon oft beobachtete Erscheinung, daß nach Erdbeben heiße Quellen aufgetreten sind oder die Temperatur vorhandener sich geändert hat. *W. Schneider.*

R. N. Ghosh. Influence of Moon on Earthquakes. *Current Science* 3, 61—62, 1934, Nr. 2. Es wird allgemein angenommen, daß die meisten Erdbeben durch Auslösung von Spannungen entstehen, die ihre Ursachen in großen Umwälzungen geologischer Zeiten haben. Der Einfluß von Sonne und Mond wird

gering geachtet. Nach der Ansicht des Verf. kann dieser Einfluß aber groß werden, wenn die von Sonne und Mond ausgehenden Kräfte in derselben Richtung wirken, in der die von Spannungen durchsetzten Erdschollen sich zu bewegen streben. Es werden einige besonders starke Beben aufgeführt, bei denen diese Voraussetzung erfüllt war.

W. Schneider.

Friedrich Kissler. Eisgrenzen und Eisverschiebungen in der Arktis zwischen 50° West und 105° Ost im 34 jährigen Zeitraum 1898—1931. Gerlands Beitr. 42, 12—55, 1934, Nr. 1. Diss. Univ. Berlin 1934. Für die Monate April, Mai, Juni, Juli und August wurden die mittleren Eisgrenzen berechnet und die Minimums-Eisgrenzen, hinter die das Eis im ganzen betrachteten Zeitabschnitt nicht zurückgegangen war, angegeben. Die Schwankungen der Vereisung sind in den einzelnen Monaten von Jahr zu Jahr an der ostgrönländischen Küste und im Karischen Meer viel kleiner als im dazwischenliegenden Gebiet, wo die Tätigkeit des Golfstromes sich auswirkt. Ferner werden die Gesamteisverschiebung, die Differenz zwischen Jahresmaximum und Minimum der Vereisung in den einzelnen Gebieten und die monatliche Gesamteisverschiebung für das ganze Gebiet angegeben. Es zeigt sich eine Tendenz zu einer vier- bis fünfjährigen Wiederkehr eisreicher Jahre, was mit den von Defant festgestellten drei- bis fünfjährigen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation zusammenhängen mag. Die Vereisung und ihre Schwankungen stehen in Beziehung zu kalten und warmen Meeresströmen und dadurch wieder zur Luftdruckverteilung. In eisarmen Jahren ist die atmosphärische Zirkulation stärker und in eisreichen ist sie schwächer. In Jahren maximaler Vereisung im grönländischen Meer ist die Temperatur dort unternormal, und umgekehrt in Jahren geringer Vereisung. Die gleiche Beziehung besteht zwischen der Vereisung des grönländischen Meeres und den Temperaturverhältnissen im Mündungsgebiet des Ob und Jenessei, die als Herd der Eisbildung angesehen werden. Die frühere Ansicht, daß bei Eisreichtum im grönländischen Meer die Neufundlandbank eisarm sei und umgekehrt, konnte nicht bestätigt werden.

F. Steinhauser.

R. Spitaler. Erdbeben und Achsenschwankungen der Erde. Gerlands Beitr. 42, 98—109, 1934, Nr. 1. Der Verf. untersucht an 197 von Conrad veröffentlichten Beben mit tiefem Herd den Zusammenhang mit Achsenschwankungen der Erde, indem er die Häufigkeitsverteilung der Epizentra hinsichtlich ihrer Lage zu den kritischen Meridianen feststellt. (Auf dem positiv bzw. negativ kritischen Meridian haben die durch die Achsenschwankung bewirkten Druckkräfte ihr Maximum.) Im Bereich des negativ kritischen Meridians lagen 60 %, in dem des positiven 40 % aller Beben. Zur Beurteilung des Einflusses der Achsenschwankung auf die Beben schreibt man am besten die Anzahl der Beben in Folgen von 12/10 Jahren entsprechend der Chandler-Newcombschen Periode der Polschwankungen und mittelt die Summen.

F. Steinhauser.

L. Don Leet. Analysis of New England microseisms. Gerlands Beitr. 42, 232—245, 1934, Nr. 2/3. Die Analyse der Bodenbewegung bei mikro-seismischen Bodenunruhen nach Registrierungen der Harvard Seismograph-Station zeigte, daß dabei Longitudinal- und Transversalwellen, aber keine Rayleighwellen auftreten. Der Zusammenhang zwischen Brandung und Bodenunruhe und ihrer Bewegungsrichtung wird für neun Zyklonen ausführlich besprochen.

F. Steinhauser.

L. Don Leet. Some phases on explosion records in a 3-layered region. Gerlands Beitr. 42, 246—251, 1934, Nr. 2/3. Nach den Aufzeichnungen von Seismographen, die auf einer 12 km langen Strecke aufgestellt waren, an deren

Endpunkten abwechselnd Sprengungen vorgenommen wurden, werden drei Schichten der Erdkruste im Beobachtungsgebiet festgestellt und die Laufzeitkurven für die verschiedenen Wellen bestimmt und besprochen. Die Registrierbilder waren für die Sprengungen von beiden Enden der Strecke entsprechend identisch.

F. Steinhauser.

R. Spitaler. Über die Erdbeben in Kalifornien. Gerlands Beitr. 42, 321—328, 1934, Nr. 2/3. Von den 120 aus H. O. Woods Katalog für den Zeitraum von 1890 bis 1907 ausgewählten starken kalifornischen Erdbeben fallen $\frac{2}{3}$ in den Bereich der indifferenten Meridiane und nur $\frac{1}{3}$ in den Bereich der kritischen Meridiane. (Auf den indifferenten Meridianen sind die durch die Achsenschwankung hervorgerufenen Druckkräfte Null); eine ähnliche Verteilung gilt auch bei den schwachen Beben. Die Erklärung gibt der Umstand, daß zu beiden Seiten der indifferenten Meridiane die Druckkräfte in entgegengesetzter Richtung wirken, wodurch Spannungen erzeugt und Drehungen der Erdschollen angestrebt werden. In den Bereich des positiv kritischen Meridians fallen mehr starke Beben als in den des negativen; das heißt, es treten in Kalifornien Beben hauptsächlich bei nord-südlich wirkenden Druckkräften auf.

F. Steinhauser.

R. Spitaler. Nachtrag zu „Beziehungen zwischen den Erdbeben in den Alpen und Apenninen und den Achsenschwankungen der Erde“. Gerlands Beitr. 42, 329—330, 1934, Nr. 2/3. Von den Erdbeben in den Alpen fallen die meisten in den Bereich der indifferenten Meridiane, während von den Beben in den Apenninen die meisten in den Bereich der kritischen Meridiane fallen. In den Alpen wirken die durch die Achsenschwankungen der Erde hervorgerufenen Druckkräfte gerade in die entgegengesetzte Richtung wie in den Apenninen. Während in den Alpen fast gleich viel Beben bei positivem und negativem kritischen Meridian auftreten, fallen in den Apenninen in den Bereich des positiven fast doppelt so viel wie in den Bereich des negativen, woraus zu schließen ist, daß hier die Beben vorwiegend bei nord-südlich wirkenden Drucken vorkommen.

F. Steinhauser.

M. A. Dauvillier. Sur les phénomènes électromagnétiques produits par le soleil sur la terre. Résumé des résultats faites au Scoresby Sund pendant l'Année Polaire. Gerlands Beitr. 42, 3—11, 1934, Nr. 1. Der Verf. berichtet zusammenfassend über seine Theorie der von Elektronenstrahlen der Sonne auf der Erde erzeugten elektromagnetischen Phänomene und damit zusammenhängenden Erscheinungen wie Erdmagnetismus und Erdströme, Vertikalstrom in der Atmosphäre, kosmische Strahlung, Polarlicht und Ozoneerzeugung. Diese Theorie basiert auf der Annahme, daß die primären Elektronenstrahlen durch Zusammenstöße mit den Gasmolekeln der obersten Atmosphärenschichten sekundäre Elektronenstrahlung erzeugen, die in der Atmosphäre wirksam wird. Im Zusammenhang damit wird über die Polarlichtbeobachtungen, Ozonmessungen und Messungen der kosmischen Strahlung, ihre Intensität, ihre Absorption und ihre Schwankungen berichtet. (Vgl. die Referate über die früheren Arbeiten des Verf., diese Ber. 13, 1932, 15, 1934.)

F. Steinhauser.

N. Weger. Luftkörper und Größenverteilung der atmosphärischen Ionen. Gerlands Beitr. 42, 331—350, 1934, Nr. 2/3. Es wurden Bewegungsmessungen in Freiluft mit einem Universal-Ionen-zähler nach Israel auf dem Taunus-Observatorium (Kl. Feldberg, 800 m) durchgeführt. Die Fehlerquellen, die teils innerhalb der Apparatur liegen oder im Einfluß des Sonnenscheins und der Veränderlichkeit der Ionenzahl und des Ionenspektrums begründet sind, werden ausführlich besprochen und die Ionenzahl, Beweglichkeitsverteilung und ihre durchschnittlichen prozentualen Abweichungen in verschiedenen Luftmassen in Tabellen

mitgeteilt. Polare Luftmassen haben einen wesentlich geringeren Gehalt an Ultraschwerionen (US) als indifferente Mischluft oder tropisch-maritime Luft. Da der Gehalt an Mittelionen (GM + KM) einen zur Summe der US und Langevin-Ionen (L) inversen Verlauf zeigt, kann das Verhältnis $(US + L)/(GM + KM)$ als Charakteristikum für die Luftkörper angesehen werden. Es werden auch Messungen bei besonderen Wetterlagen eingehend diskutiert, die den Einfluß von Dunst und Nebel, den Tagesgang der Ionenzahl und des Ionenspektrums und die Auswirkung des Durchganges einer Inversion und eines Kälteeinbruches zeigen. *F. Steinhäuser.*

R. M. Langer. The Passage of Charged Particles through the Magnetic Field and the Atmosphere of the Earth. *Phys. Rev.* (2) 46, 330, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Wirkung des magnetischen Erdfeldes auf geladene Teilchen, die auf ihrem Wege gleichförmig ionisieren, läßt sich näherungsweise analytisch behandeln. Die experimentellen Befunde von Millikan und Neher sowie Compton und Stephenson sind jedoch mit plausiblen Reichweite-Parametern von Elektronen oder Protonen kaum zu erklären. Schwerere Ionen oder Photonen zur Erklärung heranzuziehen, ist beim gegenwärtigen Stande der Theorie nicht möglich. *Henneberg.*

A. Dauvillier. Étude des aurores polaires au Scoresby Sund pendant l'année polaire. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 5, 398—412, 1934, Nr. 8. Berichtigung, ebenda S. 462, Nr. 9. Die Beobachtungen werden während 2700 Stunden ununterbrochen durchgeführt, wodurch eine vollständige Statistik des Nordlichtes ermöglicht wurde. Für die beobachteten Erscheinungen wird eine Theorie auf Grund der Turbulenz der hohen Atmosphärenschichten (Ionosphäre) gegeben. Für eine Reihe von Formverwandlungen wird als Erklärung eine Turbulenz der Ionosphäre angenommen, die durch Intensitätsänderung des Elektronenstromes von der Sonne her bedingt ist. Die Erscheinung der Kontraktion ausgedehnter Nordlichter auf schmale flächenförmige wird auf Grund von Beobachtungen an Kathodenstrahlröhren gedeutet. Es werden dann die Strahlen, ihre Neigung, Bewegung und Aussehen untersucht. Die Energie der auftretenden Sekundärelektronen wird zu etwa 10^7 Volt bestimmt. Viel ausgedehnter und andauernder als die flächenhaften Nordlichter sind die wellen- und spiralförmigen Bewegungen. Die Abnahme der Helligkeit längs der Strahlen ergibt eine langsame Abnahme des Druckes der Ionosphäre mit der Höhe. Die beobachtete tägliche Änderung wird durch eine geographische Verschiebung der Nordlichtzone erklärt. Die Veränderungen der Nordlichtaktivität im Lauf des Nordlichtjahres wird untersucht. Die Kurve zeigt in Übereinstimmung mit der der magnetischen Aktivität die Umdrehungsperiode der Sonne an. Die magnetische und die Nordlichtkurve sind gegen die der Sonnentätigkeit phasenverschoben. Das sichtbare und ultraviolette Nordlichtspektrum werden untersucht und die Resultate von Vegard bestätigt. Es wird ein photoelektrischer Registrierapparat beschrieben, der in Scoresby Sund aufgestellt wurde. *Ritschl.*

J. S. Mc Petrie. A determination of the electrical constants of the earth's surface at wavelengths of 1,5 and 0,46 m. *Proc. Phys. Soc.* 46, 637—648, 1934, Nr. 5 (Nr. 256). Es werden Experimente beschrieben, die zur Bestimmung des Reflexionskoeffizienten und der elektrischen Konstanten von verschiedenen Stellen der Erdoberfläche für Wellenlängen von 1,5 und 0,46 m ausgeführt wurden. Es wird gezeigt, daß die empfindlichsten Bedingungen zur Ermittlung der elektrischen Konstanten bei senkrechtem Einfall der Strahlung auf den Reflektor erhalten werden. Die hier beschriebenen Versuche zeigen, daß in diesem Fall der Reflexionskoeffizient von Kupfer-Gaze bei beiden Wellenlängen praktisch Eins ist. Wenig Unterschied zeigt sich in den Eigenschaften gewöhnlicher und grasbedeckter Erde. Als Ursache wird vermutet, daß die Hauptreflexion etwas

unterhalb der Erdoberfläche vor sich geht. Für 1,5 m liegt die Dielektrizitätskonstante der Erde zwischen 7 und 16, die Leitfähigkeit unterhalb $10 \cdot 10^8$ elst. Einh. Dieser obere Wert ist geringer als der von $95 \cdot 10^8$, der früher an der gleichen Stelle bei 1,6 m gefunden wurde. Ein Teil des Mißverhältnisses wird auf die Trockenheit der Jahreszeit während der neuen Versuche zurückgeführt. Bei einer Wellenlänge von 0,46 m ergaben sich Werte von 7 bis 20 für die Dielektrizitätskonstante und bis zu $40 \cdot 10^8$ elst. Einh. für die Leitfähigkeit. *Schmerwitz.*

E. G. Steinke. Die kosmische Ultrastrahlung. Ergebnisse d. exakt. Naturwiss. 13, 89—147, 1934. *Scheel.*

J. Clay, J. T. Wiersma and G. N. Graaff. Cosmic rays inside the earth. I. Physica 1, 659—662, 1934, Nr. 8. Mit Hilfe von Vierfachkoinzidenzen beobachten Verff. die Höhenstrahlen in Tiefen von 110, 150 und 200 m unter dem Erdboden in dem Kohlenbergwerk „Domaniale mijn“ bei Kerkrade. Die beobachteten Intensitäten ergeben sich kleiner, als von anderen Autoren angegeben wurde. Verff. verwenden eine Zählrohranordnung mit verhältnismäßig großem Zählrohrabstand, so daß unter 200 m in 4146 min Beobachtungszeit auf die Intensitäten von 0,0037 bzw. 0,0050 Koinzidenzen pro Minute aus einem Material von weniger als 50 systematischen Koinzidenzen geschlossen wird. (Es ist nämlich $4146 \cdot 0,0037 \sim 15,4$, $4146 \cdot 0,0050 \sim 20,8$, $15,4 + 20,8 = 46,2$) *Jánossy.*

W. F. G. Swann. The Significance of J. Clay's Ionization Depth Data in Relation to the Nature of the Primary Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 46, 432—434, 1934, Nr. 5. An Hand vorläufig veröffentlichter Daten Clays über Intensitätsmessungen der Höhenstrahlen bis etwa 250 m Wassertiefe werden Spekulationen über das Verhalten der Strahlen angestellt. *Kolhörster.*

Werner Kolhörster. Das Verhalten extrem harter Höhenstrahlen. Forschungen u. Fortschr. 10, 345—346, 1934, Nr. 28. Auszug aus dem auf dem IV. Internationalen Radiologenkongreß Zürich/St. Moritz 1934 gehaltenen Vortrag des Verf. Siehe auch ZS. f. Phys. 88, 536, 1934. *Kolhörster.*

S. M. Naudé and J. E. E. Coventry. The Intensity of Cosmic Rays in South Africa. South African Journ. of Science 30, 176—186, 1933. Es wird über Messungen der Intensität der Höhenstrahlung in Südafrika an zehn Beobachtungs-orten bis zu 2800 m Seehöhe (Mont-aux-Sources) mit der Compton-Apparatur ausführlich berichtet. *Kolhörster.*

Ross Gunn. The Azimuthal Effect of Cosmic Ray. Phys. Rev. (2) 45, 900—901, 1934, Nr. 12. Der beobachtete Ruhezustand ionisierter Calciumwolken im interstellaren Raum garantiert, daß diese Gegenden feldfrei und elektrisch neutral sind. Eine freie elektrische Ladung würde sich auch in kürzester Zeit ($< 10^{-8}$ sec) neutralisieren. Da Ionen eines Vorzeichens den interstellaren Raum nicht durchsetzen können, muß die Höhenstrahlung wesentlich aus Ionenpaaren bestehen. Die elektrische Neutralität erfordert nicht nur gleiche Anzahl der Ionenarten, sondern auch gleiche Geschwindigkeit. Wenn nun der Höhenstrahl aus einem Proton oder Calciumion und einem Elektron besteht, so wird letzteres in großen Höhen nach Westen zu abgelenkt und Spiralen von relativ kleinem Radius beschreiben, während das positive Teilchen nach Osten zu abgelenkt Spiralen von entsprechend größerem Radius durchläuft, infolge seines mindestens 1840 fach größeren Moments. Wegen seiner viel größeren Energie wird es auch tiefer in die Atmosphäre eindringen als das zugehörige Elektron. Aus beiden Gründen sollten positive Ionen an der Erdoberfläche überwiegen und eine Maximalintensität von Westen her zeigen. Überschlagsrechnungen mit Protonen oder schweren Ionen, neutralisiert durch Elektronen, geben die beobachtete azimuthale Verteilung befriedigend wieder, Positron-

Elektron-Paare sind jedoch ausgeschlossen. Die Trennung der Ladungen durch das erdmagnetische Feld ruft in der hohen Atmosphäre ein erdelektrisches Feld hervor, welches für die Polarlichter und ihre Erklärung von Bedeutung ist. Der Ursprung der Höhenstrahlen soll in den blauen Sternen zu suchen sein. *Kolhörster.*

Victor F. Hess, H. Th. Graziadei und R. Steinmaurer. Untersuchungen über die Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m). Wiener Anz. 1934, S.185—186, Nr.16; auch Wiener Ber. 143 [2a], 313—338, 1934, Nr.5/6. Es wird zusammenfassend über die Registrierungen der Höhenstrahlung am Hafelekar bei Innsbruck (2300 m ü. M.) berichtet. Das Beobachtungsmaterial, von September 1931 mit einer Steinke-Apparatur, von Herbst 1933 mit einer zweiten, umfaßt bis März 1934 etwa 18 000 Registrierstunden. Bei allseitig 10 cm Bleiabschirmung beträgt die Intensität im Jahresmittel auf 580 mm mittleren Luftdruck reduziert in 1932 und 1933 2,76 bzw. 2,74 J, bei oben offenem Panzer (mittlerer Öffnungswinkel 50°) im Mittel 4,55 J mit extremsten Schwankungen bei Vollpanzer 3,4 %, bei Halbpanzer 4,9 %. Ein regelmäßiger jährlicher Gang war nicht festzustellen. Die Dekadenmittel wurden mit dem zugehörigen Barometereffekt reduziert. Die Korrelationskoeffizienten des Barometereffekts sind bemerkenswert hoch, nur ein Wert bei Halbpanzer liegt unter 0,85. Trotzdem schwankt der Barometereffekt mit noch ungeklärten Änderungen sehr stark (Extreme 7,1 und 16,0 bzw. 17,3 und 31,2 mJ/mm Hg). Eine lineare Abhängigkeit der Intensität von der Freilufttemperatur von $-0,91 \text{ ‰/Grad}$ wurde gefunden. Der tägliche Gang mit MEZ. ist sehr gering. Aus den Jahresmitteln ergeben sich Maxima um 8 und 14 Uhr mit 3 ‰ Strahlungserhöhung gegenüber dem Minimum bei Nacht. Die Schwankung beträgt das Vierfache des mittleren Fehlers, ist also reell und zeigt in beiden Jahreskurven denselben Verlauf. Ein solarer Einfluß wird vermutet, der vielleicht indirekt wirksam ist durch elektrische Felder in den höchsten Atmosphärenschichten. Ein antiparalleler Gang zu den Schwankungen der erdmagnetischen Horizontalintensität ist beobachtet worden, die Diskussion soll jedoch erst später gegeben werden. In den Stundenmitteln zeigen sich Hoffmannstöße erst bei mehr als $7 \cdot 10^6$ Elementarquanten. Ihre Häufigkeit beträgt 0,15 Stöße/Tag bei Halb-, dagegen 0,09 Stöße/Tag bei Vollpanzer. Die größten beobachteten Stöße betragen 250 mJ = $2 \cdot 10^7$ El.-Quanten. Die Bearbeitung des Materials auf Sternzeitschwankungen wird in Aussicht gestellt. *Kolhörster.*

S. A. Korff. Penetrating Power of Asymmetric Component of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 46, 74—75, 1934, Nr.1. Versuche mit zweifach Koinzidenzen über die azimutale Asymmetrie (West-Ost-Effekt) der Höhenstrahlung ergaben:

Geomagnetische Breite	Höhe über Meer	Zenitabstand	$J_w : J_e$ in freier Luft	$J_w : J_e$ 30 cm Bleifilterung
29° N	2250 m	45°	$1,091 \pm 0,014$	$1,060 \pm 0,016$
3° S	2400	15	$1,06 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,03$
		30	$1,095 \pm 0,02$	$1,02 \pm 0,03$
		45	$1,138 \pm 0,014$	$1,09 \pm 0,016$
		60	$1,120 \pm 0,02$	$1,05 \pm 0,03$
2° S	4400	50	$1,16 \pm 0,03$	$1,09 \pm 0,03$
29° N	2250	45	$1,091 \pm 0,0145$	0 cm Bleifilterung
			$1,075 \pm 0,021$	2 " "
			$1,065 \pm 0,021$	10 " "
			$1,065 \pm 0,021$	20 " "
			$1,060 \pm 0,017$	30 " "

Daraus wird gefolgert, daß weniger als die Hälfte der Teilchen, welche den West-Ost-Effekt hervorrufen, genügend Energie besitzt, 30 cm Blei zu durchsetzen. Um 30 cm Blei zu durchdringen, sind Teilchen von 10^9 e-Volt erforderlich. Also ist in äquatorialen Breiten ein großer Teil der Höhenstrahlen, welche den West-Ost-Effekt erzeugen, nicht von außen in die Atmosphäre eindringen, sondern erst in der Atmosphäre als sekundäre entstanden. Sie besitzen aber nahezu die Richtung der Primärstrahlen. Bei den Untersuchungen wurden auch Ionisationsmessungen ausgeführt.

Kolthörster.

J. Barnóthy und M. Forró. Über die sonnenzeitliche Periode der ungefilterten Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* 89, 437—438, 1934, Nr. 7/8. Eine relativ kurze (22 tägige) Registrierung mit einer Zweifachkoinzidenzapparatur in Budapest (757 mm Hg) ergab keinen sicheren Gang der Höhenstrahlungsintensität mit der Sternzeit. Dagegen fand man nach wiederholter Mittelung eine sonnenzeitliche Periode mit zwei Hauptmaxima um 7 und 13 Uhr, die den von Hess und Steinmayer (Berl. Ber. 1933, S. 521, Nr. 14/15) mit der Ionisationskammer auf dem Hafelekar (580 mm Hg) gefundenen entsprechen, aber 30 mal stärker sind.

Erwin Miehlnickel.

L. G. H. Huxley. Origin of the Cosmic Corpuscles. *Nature* 134, 418—419, 1934, Nr. 3385. Die bekannte Theorie wird aufgegriffen, wonach die geladenen Höhenstrahlungskorpuskeln erst in einem schwachen, aber ausgedehnten elektrischen Erdfeld die am Erdboden beobachtete hohe Geschwindigkeit erlangen. Ein solches Feld würde ein Erdpotential von einigen Millionen Volt erfordern, das Verf. — auch in dieser Höhe — mit den experimentellen Befunden vereinbar erscheint. Diese hohe Erldladung soll aufrechterhalten werden durch einen dauernden Zustrom relativ langsamer solarer Elektronen an den Polen (vgl. die Theorie von Störmer). Verf. glaubt, Energie und Isotropie der Höhenstrahlung so erklären zu können. Quantitative Betrachtungen fehlen jedoch.

Erwin Miehlnickel.

L. G. H. Huxley. Cosmic Rays and the Earth's Potential. *Nature* 134, 571—572, 1934, Nr. 3389. Ergänzende Bemerkungen zu einer früheren Notiz (vgl. vorstehendes Ref.)

Erwin Miehlnickel.

Erich Regener und Georg Pfozter. Messungen der Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre mit dem Zählrohr. *Phys. ZS.* 35, 779—784, 1934, Nr. 19.

Erich Regener und Georg Pfozter. Intensity of the Cosmic Ultra-Radiation in the Stratosphere with the Tube-Counter. *Nature* 134, 325, 1934, Nr. 3383. Ein kurzes Zählrohr, das für Strahlen aller Richtungen die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit zeigt, wird mit einer ganz leichten Hochspannungsbatterie und zusammen mit Registriervorrichtungen für die Impulse, für Druck und Temperatur mit Gummiballonen bis 28 km Höhe ($p = 13,3$ mm Hg) hochgelassen. Dank einer Schutzhülle aus Cellophan und Al-Folie sinkt auch in der größten Höhe die Temperatur nur bis auf $+17^\circ\text{C}$. Wird die Kurve, die die Zahl der mit dem Zählrohr gefundenen Impulse als Funktion der Höhe wiedergibt, beim Druck von 100 mm Hg mit der mit der Ionisationskammer gefundenen Intensitätskurve für die Ultrastrahlung zur Deckung gebracht, so zeigen beide Kurven genau den gleichen Verlauf. Die mit der Ionisationskammer gemessene Wirkung der Ultrastrahlung ist also weitgehend proportional der Zahl der auffallenden Korpuskeln. In Höhen über 20 km fallen mindestens 2,9 Impulse in der Sekunde auf den cm^2 des Zählrohrs. Die spezifische Ionisation ist längs des ganzen Weges der Ultrastrahlung durch die Atmosphäre praktisch konstant und beträgt höchstens 103 J/cm.

E. Regener.

Erich Regener und Reinhold Auer. Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der oberen Atmosphäre mit offenen Ionisationskammern. Phys. ZS. 35, 784—788, 1934, Nr. 19. Mit einer „offenen“ Ionisationskammer, d. h. mit einer Kammer, in der sich der Druck in der Kammer beim Aufstieg in der Atmosphäre immer mit dem äußeren Luftdruck ausgleicht, werden weitere Aufstiege in die Stratosphäre gemacht (vgl. E. Regener, Phys. ZS. 34, 820, 1933). Bei zwei Aufstiegen ist die Ionisationskammer innen mit dünnen Celluloid- bzw. Paraffinschichten ausgekleidet, die als Indikatorschichten für etwa in der Ultrastrahlung vorhandene Neutronen dienen sollen. Es zeigt sich aber, daß bei den beiden Aufstiegen mit ausgekleideten Kammern praktisch dieselben Ionisationswerte in verschiedenen Höhen erhalten werden, wie bei den beiden Aufstiegen, bei denen die Ionisationskammern innen blank (aus Aluminium) waren. Daraus kann geschlossen werden, daß die Ultrastrahlung nicht vorwiegend eine Neutronenstrahlung ist. Wegen der unbekannten Härte und der unbekannten Ansprechwahrscheinlichkeit der Indikatorschichten auf Neutronen kann aber die Möglichkeit, daß doch Neutronen zu einem weniger großen Betrage in der Ultrastrahlung vorhanden sind, nicht als ausgeschlossen gelten. Die Auswertung der an sich genauen Messungen wird durch die noch nicht genau genug bekannte Temperatur der Ionisationskammer beeinträchtigt.

E. Regener.

P. Pfundt. Die Druckabhängigkeit des Restionisationsstromes in ihrer Beziehung zu der Ultrastrahlungsmessung. ZS. f. Phys. 90, 440—456, 1934, Nr. 7/8. Durch Messungen im Bodensee in 235 m Wassertiefe wird die Druckabhängigkeit des Restionisationsstromes einer Hochdruckionisationskammer mit CO₂ als Füllgas untersucht. Beim Druck von $\frac{1}{4}$ Atm. zeigt sich ein Strommaximum, das dadurch zu erklären ist, daß bei diesem Druck die Reichweite der Rest- α -Strahlung am besten ausgenutzt wird, während andererseits das bei diesem Druck vorhandene Sättigungsdefizit noch sehr klein ist, aber bei einer weiteren Drucksteigerung rasch zunimmt. Diese Deutung wird durch Messungen an einer Ionisationskammer mit künstlich vergrößerter Restionisation bestätigt. Der störende Einfluß der Druckabhängigkeit des Reststroms auf die Untersuchung der Stromdruckkurve bei Ultrastrahlung wird an verschiedenen Ionisationskammern gezeigt. Zwei bei Kammerfüllung 29,4 und 1 Atm. CO₂ im Bodensee aufgenommene Absorptionskurven der Ultrastrahlung können nach Abzug des jeweiligen Restganges durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor (1/10,2) innerhalb der Meßgenauigkeit zur Deckung gebracht werden.

P. Pfundt.

Arthur Bramley. The Annihilation of the Proton. Phys. Rev. (2) 46, 438—439, 1934, Nr. 5. Als Ursache der von Anderson, Millikan, Neddermeyer-Pickering, Gilbert in der Nebelkammer beobachteten Produktion von Elektronen- und Positronenschwärmen wird eine hochenergetische γ -Strahlung angesehen, die beim Durchgang durch das Kernfeld an Energie einbüßt und dabei diese Schwärme erzeugt. Diese harte γ -Strahlung könnte durch Zerstrahlung von Materie entstanden sein. Hier wird ein angenäherter Ausdruck abgeleitet für die Wahrscheinlichkeit, daß ein hochenergetisches Proton auf ein Coulombsches Kernfeld trifft und in einen γ -Strahl und ein Positron verwandelt wird. Nach der hier vertretenen Anschauung würde eine primäre kosmische Protonen-Strahlung beim Durchlaufen der oberen Atmosphäre zum Großteil umgewandelt in hochenergetische γ -Strahlung und in Positronen.

K. W. F. Kohlrausch.

Hakon Mosby. The waters of the Atlantic Antarctic Ocean. Scient. Res. Norwegian Antarctic Exped. 1927—1928 et SQQ., Nr. 11, 131 S., 1934.

Scheel.

Samuel Shulits. Flow nets for soil-seepage problems. Engineering 138, 163—164, 1934, Nr. 3579. Auf die schleichende Strömung im durchlässigen Erdboden werden nach Forchheimer und Schoklitsch die graphischen Methoden der konformen Abbildung angewandt und am Beispiele der Colorado-Talsperre erläutert.

H. Thorade.

G. Tammann und K. L. Dreyer. Die Eisbildung auf Gewässern und die Bildung von Kunsteis. Naturwissensch. 22, 613—614, 1934, Nr. 37. Ausgehend von Schneeflockenbildung in mit Wasserdampf übersättigter Luft und von spontaner Kristallisation in unterkühltem Wasser wird die Eisbildung auf Bächen, auf Seen und in Gletschern behandelt, um daran einen zweiten Abschnitt über die Struktur des Kunsteises anzuschließen, wobei gegenseitige Vergleiche angestellt werden.

Fritz Hänsch.

H. Mary Browning und F. J. W. Whipple. Air Waves of unknown Origin. Nature 134, 532, 1934, Nr. 3388. Zur Untersuchung der Ausbreitung von Luftwellen auf große Entfernungen bei Kanonenschüssen mit Hilfe von Mikro-Phonen wurden in der Nähe von Portland Registrierstationen errichtet. Bei dieser Gelegenheit wurden am 29. Mai Wellenaufzeichnungen registriert, die nur von einer Sprengung bei Plymouth herrühren können. Schallgeschwindigkeit, Temperatur und Windverhältnisse in der Atmosphäre und Abschußort werden errechnet. Es wird gebeten, Schüsse und Sprengungen, die hierfür in Frage kommen, mitzuteilen.

Fritz Hänsch.

J. Hollingworth. Structure of the Ionosphere. Nature 134, 462, 1934, Nr. 3386. Diese kurze Mitteilung stellt eine Entgegnung des Verf. auf eine kürzlich erschienene Arbeit von Appleton und Builder dar, wobei auf eigene Untersuchungen hingewiesen wird.

Fritz Hänsch.

N. Kuznecov-Ugamskij. Temperature inversion and „cold waves“ in Middle Asia. C. R. Leningrad 3, 1934, Nr. 1; russisch S. 34—37, englisch S. 37—39. An Hand von Beobachtungsstationen in verschiedenen Höhen wird gezeigt, daß sich besonders im Winter in Mittelasien in etwa 800 m Höhe eine kräftige Temperaturinversion ausbildet, die in bestimmter Weise die sogenannten Kaltlufteinbrüche beeinflußt. Es ergibt sich, daß die Gebiete, die für frostgefährdete Pflanzen besonders günstig liegen, nicht die Niederungen sind, sondern die Bergabhänge, die nicht im Einzugsgebiet der kalten Bergwinde liegen.

Fritz Hänsch.

L. R. Page und R. W. Chapman. The dustfall of december 15—16, 1933, Sill. Journ. (5) 28, 288—297, 1934, Nr. 166. Der am 15. und 16. Dezember 1933 im nördlichen Neu-England gefallene Staub enthielt Quarz, Feldspat, Ruß, Diatomeen, andere pflanzliche Bruchstücke u. ä. Diese verschiedenen Stoffe legen die Vermutung nahe, daß der Staubfall nicht lokalen, nicht vulkanischen oder außerterrestrischen Ursprungs ist. Es wird vielmehr vermutet, daß er von Nachbar-gegenden herangetrieben wurde.

H. Ebert.

Walter Preusche. Über Niederschlagsperioden in den gemäßigten Zonen der Erde. Eine Bestätigung der Ergebnisse Defants in der Abhandlung: Die Veränderungen in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. IV u. 72 S. Würzburg, Verlag Konrad Triltsch, 1934.

R. G. Veryard und A. K. Roy. Meteorological conditions affecting aviation over the northwest frontier. India Meteorol. Dep. Delhi 1934, 40 S.

H. Ebert.

Paul Perlewitz. Zwei wissenschaftliche Ballonfahrten von Hamburg 1933/34 mit meteorologischen und bakteriologischen Untersuchungen, Versuchen mit einem neuen Kompaß, Bestimmungen der Größe der Wolkenelemente und kalorimetrischen Feuchtigkeitsmessungen. Ann. d. Hydrogr. **62**, 383—391, 1934, Nr. 9. An Hand seiner eigenen und seiner Mitarbeiter Berichte wird eine zusammenfassende Darstellung der Arbeiten und Ergebnisse bei zwei Hamburger Freiballonfahrten vom Verf. gegeben. *Kolhörster.*

Willi M. Cohn. Investigations of the Polarization and the Spectrum of the Sky Light During the Total Solar Eclipse of August 31, 1932, at Gray, Me., and February 14, 1934, at Losap Islands, in the South Seas. Phys. Rev. (2) **46**, 328, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Bestimmung der Polarisationsgröße in einem um 8° von der Sonne entfernten Himmelspunkt ergab in beiden Fällen (bei völlig heiterem Himmel) während der Totalität eine stark ausgeprägte Zunahme gegenüber den Vergleichstagen. Auch wurde eine Drehung der Polarisationssebene gegenüber den normalen Werten um mehrere Grade konstatiert. Am 14. Februar 1934 wurde mittels eines Hilgerschen Gitterspektrographen, Auflösungsvermögen $49,4 \text{ \AA/mm}$, das Spektrum der nämlichen Himmelsstelle photographisch aufgenommen. Kurz vor und nach der Totalität fand C. ein neues Maximum zwischen 6150 und 5910 \AA , vor derselben auch zwischen 4700 und 4610 \AA ; während der Totalität war die Intensität zu gering. Verf. nimmt für die Erklärung die von ihm experimentell festgestellte Leuchterscheinung hochverdünnter Gase beim Kathodenstrahlenbombardement zu Hilfe. Wichtig für die Erklärung der gesamten Ergebnisse erscheint die Angabe der Größe der Totalitätszone und der Lage des Beobachtungsortes innerhalb derselben, damit man beurteilen kann, ob und wie weit etwa noch diffus zerstreutes Sonnenlicht in Frage kommt. *Chr. Jensen.*

F. Blickhan. Vergleichende Messungen der Polarisation des Himmelslichtes in Frankfurt a. M. und am Taunusobservatorium. Gerlands Beitr. **42**, 208—227, 1934, Nr. 2/3. Im mittleren Tagesgang tritt das Minimum der Polarisationsgröße in Frankfurt schon vor, auf dem Taunusobservatorium aber erst nach dem Sonnenhöchststand auf. Die Polarisation ist in Frankfurt im Mittel fast den ganzen Tag über geringer als auf dem Kl. Feldberg und zeigt inversen Gang zum Trübungsfaktor. Im Jahresgang fällt das Minimum in Frankfurt auf Herbst und Winter (Stadtluftverunreinigung), auf dem Taunus auf den Sommer. Polare Luft ist stark, maritime Luft schwach polarisiert. Als Beziehung zwischen Polarisationsgröße P und Kurzstrahlungs-Trübungsfaktor T_K wird angegeben für Sonnenhöhen zwischen 25 und 40° : $P = 2,822/(2,68 + T_K)$ und für Sonnenhöhen zwischen 40 und 60° : $P = 2,452/(2,14 + T_K)$; dasselbe gilt auch für die Gesamttrübungs faktoren. Durch Extrapolation auf die Polarisationsgröße bei reiner Atmosphäre läßt sich mit Hilfe der Ahlgrimm'schen Polarisations-theorie auf die Reflexion der Erdoberfläche in der Umgebung der Beobachtungsstelle schließen, was zu guten Übereinstimmungen mit Messungsergebnissen von D'orno führt. Es wird noch die Abhängigkeit der P von der Sonnenhöhe bei verschiedenen T_K und von der Himmels helligkeit und der Himmelsbläue angegeben. Der Depolarisationsfaktor von W. Milch wird, durch die Annahme sekundärer Zerstreuung abgeändert, zur Darstellung des Tagesganges der Polarisation bei gleichbleibender Trübung angewendet. *F. Steinhauser.*

E. Hasché. Zur Messung der langwelligen Himmels- und Erdstrahlung. Gerlands Beitr. **42**, 228—231, 1934, Nr. 2/3. Der Verf. bringt Beispiele von Registrierungen der langwelligen Strahlung in Danzig, gemessen mit

einem Albrechtschen Effektivpyranometer, und teilt die Ergebnisse stündlicher Auswertungen mit. Im Tagesgang der Ausstrahlung bei wolkenlosem Wetter zeigt sich ein langsamer Abfall während der Nacht ($-0,17 \text{ mW/Std. cm}^2$); von Sonnenaufgang nimmt die Ausstrahlung allmählich bis zum Maximum bei Sonnenuntergang zu ($+0,6 \text{ mW/Std. cm}^2$) und fällt dann sehr rasch ab ($-3,5 \text{ mW/Std. cm}^2$). Langwellige Einstrahlung wird bei Nacht auch bei ganz bewölktem Himmel nur sehr selten registriert. Der jahreszeitliche Gang der Ausstrahlung geht parallel dem der kurzwelligen Einstrahlung.

F. Steinhauser.

Fritz-Holm Bielich. Einfluß der Großstadttrübung auf Sicht und Sonnenstrahlung. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 6, 69—119, 1933, Nr. 2. Die Sichtmessungen gingen in der Weise vor sich, daß bei geeigneter Wetterlage aus einem in 5000 m Höhe über dem Stadtzentrum kreuzenden Flugzeug der Sichthorizont genau festgelegt wurde; die Sonnenstrahlung wurde mit einem Aktinometer gemessen.

Dziobek.

N. N. Kalitine. De la marche diurne et annuelle de la radiation solaire à ondes longues. C. R. Leningrad 3, 1934, Nr. 5; russisch S. 348—351, französisch S. 351—353. Es werden die aus zweijährigen (1929 bis 1930) aktinometrischen Registrierungen mit Verwendung eines Schott-Filters RG₅, das für Wellenlängen $> 644 \text{ m}\mu$ sehr große Durchlässigkeit besitzt, abgeleiteten Mittelwerte der langwelligen Sonnenstrahlung auf eine horizontale und auf eine zur Strahlung senkrechte Fläche in Stutzk für die einzelnen Stunden und Monate mitgeteilt. Im Jahresgang der Mittagswerte bei senkrechtem Einfall zeigt sich der Einfluß des Wasserdampfes der Atmosphäre:

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
0,70	0,71	0,76	0,77	0,73	0,72	0,70	0,68	0,72	0,72	0,67	0,62

gcal/cm² min

Die Maxima fallen auf Frühling und Herbst. Die Jahresschwankung der mittleren monatlichen Mittagswerte der langwelligen Sonnenstrahlung beträgt 19 %, während die der Gesamtstrahlung der Sonne 38 % erreicht.

F. Steinhauser.

V. Šaronov and E. Krinov. An experimental study of the spectral energy distribution of daylight illumination. C. R. Leningrad 3, 1934, Nr. 2; russisch S. 105—107, englisch S. 107—108. Die Verf. haben die relative spektrale Energieverteilung des Gesamttagelichtes bei Beleuchtung einer horizontalen Fläche und des Himmelslichtes im Vergleich zu künstlichem weißen Licht spektrophotogrammetrisch aufgenommen und die Ergebnisse für die Wellenlängen von 10 zu 10 m μ mitgeteilt. Die relative spektrale Energieverteilung des Gesamttagelichtes ist nahezu konstant, während das Himmelslicht ein scharfes Maximum bei 460 m μ zeigt. Die Energieverteilung ist unabhängig von der Sonnenhöhe. Die im Spektrum des Gesamttagelichtes und des Himmelslichtes bei denselben Wellenlängen auftretenden Banden werden auf Absorption durch Ozon und andere Gase zurückgeführt.

F. Steinhauser.

P. Putninš. Der Bogen von Parry und andere unechte Berührungsbogen des gewöhnlichen Ringes. Meteorol. ZS. 51, 321—331, 1934, Nr. 9. Unter Annahme, daß die hexagonalen Eisprismen vorwiegend so gelagert sind, daß ihre Hauptachse horizontal und auch zwei Seitenflächen horizontal liegen, wurden für alle Eintrittsmöglichkeiten der Strahlen die geometrischen Formen der dabei entstehenden Halo-Bögen berechnet und die Resultate in Tabellen und graphisch wiedergegeben; das gleiche unter der Annahme, daß die hexagonalen Eiskristalle mit horizontaler Hauptachse so gelagert sind, daß zwei Seitenflächen vertikal stehen, also oben und unten sich eine Seitenkante befindet. Unter Berücksichtigung der Streuung des Lichtes, des Querschnittes des auffallenden

Strahlenbündels und der Schwächung beim Durchgang durch die Kristalle wurde auch die relative Helligkeit der verschiedenen Bogenteile bei verschiedenen Sonnenhöhen berechnet. Daran wird ein Verzeichnis entsprechender Haloerscheinungen angeschlossen, die bisher beobachtet wurden. *F. Steinhauser.*

Ferdinand Steinhauser. Die mittlere Trübung der Luft an verschiedenen Orten, beurteilt nach Linkeschen Trübungsfaktoren. Gerlands Beitr. 42, 110—121, 1934, Nr. 1. Es wurden für 53 über die ganze Erde verteilte Stationen Mittelwerte des Linkeschen Trübungsfaktors für Januar, Juli, Jahr und Jahreszeiten berechnet. Eine Zusammenfassung bestimmter Stationsgruppen mit annähernd gleichem Trübungsgrad gab die Möglichkeit zur Ableitung von mittleren jährlichen Gängen des Trübungsfaktors für Landluft, Großstadtluft und Gebirgsluft in 1800 m Höhe in mittleren Breiten, die zur Beurteilung der Luftreinheit bestimmter Orte vergleichsweise sehr geeignet erscheinen. Unter Zugrundelegung dieser „Normalwerte“ der Trübungsfaktoren wurden für 50° Breite für die drei angeführten Luftarten die Tagesgänge der Strahlungsintensität und die Tagessummen der Sonnenstrahlung auf eine zur Strahlungsrichtung senkrechte Fläche für den 15. jeden Monats und ihr prozentuelles Verhältnis zur Strahlungssumme bei reiner Luft berechnet. Für einige Stationen niedriger Breiten sind die Jahresgänge der Trübungsfaktoren angegeben. Vergleichshalber werden auch einige nach Beobachtungen auf Seereisen gewonnene Trübungsfaktoren angeschlossen. *F. Steinhauser.*

A. Roschkott, F. Steinhauser und F. Lauscher. Winduntersuchungen im Sonnblickgebiet. Ergebnisse einer Pilotierungswoche vom 24. bis 29. Juli 1933. 42. Jahresber. d. Sonnblickver. 1933, S. 15—42, Wien 1934. Es werden neue Ergebnisse über die Beeinflussung der Höhenwinde durch den Gebirgszug der Hohen Tauern mitgeteilt. Die hier zum ersten Male gleichzeitig zu beiden Seiten des Zentralalpenkammes zu Tag- und Nachtzeiten durchgeführten Pilotierungen geben auch interessante neue Einblicke in die Entwicklung der Berg- und Talwinde und das Eingreifen der Oberwinde in die Täler. Schließlich wird über Beobachtungen der nach der neuen Theorie der Berg- und Talwinde von A. Wagner besonders bedeutungsvollen Hangwinde mittels kleiner Ballone berichtet. *F. Steinhauser.*

Irving P. Krick. Foehn wind cyclo-genesis. Gerlands Beitr. 42, 56—69, 1934, Nr. 1. Die Luftströmung, die als Föhn aus dem im Winter und Herbst häufig über den Hochebenen des Great Basin und des Columbia Plateaus lagernden Hochdruckgebiet in die kanadischen Provinzen Saskatchewan und Alberta herabströmt, gibt dort Anlaß zu Zyklonenbildungen. Sie stellt dort den Warmsektor der Zyklone dar, während von Norden kalte Polarluft nachkommt. An der Grenze zwischen der warmen Föhnluft und der kalten Polarluft bilden sich die Zyklonen, die ihre größte Intensität in den unteren Schichten entwickeln, da dort die Temperaturunterschiede am größten sind. Die Niederschläge sind dabei aber wegen der Trockenheit beider Luftmassen meist nur sehr gering. Als Beispiel wird die Entwicklung von Tiefdruckgebieten vom 9. bis 15. November 1933 besprochen. *F. Steinhauser.*

F. Baur und H. Philipps. Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel im Januar und Juli und zur Zeit der Äquinoktien und Solstitien. 1. Mitteilung: Die Einstrahlung bei normaler Solarkonstante. Gerlands Beitr. 42, 160—207, 1934, Nr. 2/3. Es werden Formeln zur Berechnung der der Erde zugestrahlten Wärmemengen ohne und mit Berücksichtigung der Atmosphäre entwickelt. Unter Zugrundelegung einer Solarkonstanten von $1,940 \text{ cal/cm}^2 \text{ min}$ wurden die Berechnungen für 10°-Zonen der nördlichen Halbkugel und für die Pentaden der Monate Januar und Juli und für

die Äquinoktien und Solstitien durchgeführt und die Ergebnisse in Tabellen mitgeteilt. Es werden angegeben: die von der Sonne am oberen Rand der Atmosphäre zugestrahlten Wärmemengen und die dem Boden zugestrahlten Wärmemengen ohne Berücksichtigung der Trübung und Bewölkung, mit Berücksichtigung der Trübung bei wolkenlosem Himmel und mit Berücksichtigung der Trübung und Bewölkung; ferner die von der Lufthülle bei wolkenlosem Himmel absorbierten Sonnenstrahlungsmengen, die durch indirekte Sonnenstrahlung, und die Summe der durch direkte und indirekte Sonnenstrahlung der Erdoberfläche zugeführten Wärmemengen, die der Lufthülle und die dem System Erde—Lufthülle von der Sonne gelieferten Wärmemengen. Als Ausgangspunkt ist den Berechnungen das Bouguer'sche Strahlungsgesetz und eine Annahme über die Breitenverteilung der Linkeschen Trübungsfaktoren zugrunde gelegt.

F. Steinhauser.

Fritz Möller. Energetische Klimatologie. Zum Wärmehaushalt der Atmosphäre. Gerlands Beitr. 42, 252—278, 1934, Nr. 2/3. Aus der mittleren Temperaturänderung mit der Zeit werden Schlüsse auf die Energiebilanz gezogen. Bei Zugrundelegung von Monatsmittel der Temperatur T und der Windgeschwindigkeit v gilt dann die Gleichung für die Temperaturänderung:

$$\frac{d\bar{T}}{dt} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \overline{\nabla(\bar{v}\bar{T})} + \overline{\nabla(\bar{v}\bar{T})} - \bar{T} \operatorname{div} \bar{v} - \overline{\nabla T \Delta \operatorname{div} v},$$

wo die Querstriche Mittelwerte bezeichnen sollen. Die einzelnen Terme der rechten Seite geben der Reihe nach die mittlere Temperaturänderung im betrachteten Zeitraum am Orte, die Wärme, die zugeführt werden muß, um die Temperaturverteilung zu erhalten, und den Energietransport durch die Schwankungen von v und T um ihre Mittelwerte und durch Massendivergenz. Die Berechnung unter Verwendung von Monatsmitteln zeigt hier zum erstenmal quantitativ, daß im Jahresdurchschnitt die Luft über Mitteleuropa abgekühlt wird. Für einen Ausschnitt von 15° westlicher Länge bis 30° östlicher Länge werden der thermische Energieumsatz durch Massentransport und die mittleren lokalen Temperaturänderungen im Laufe des Jahres in Isoplethenform dargestellt. Aus Ein- und Ausstrahlung an der Erdoberfläche und in der Atmosphäre wird der Gesamtärmehaushalt im wesentlichen bestimmt. Die Energieumsätze aus Wärmeleitung in den Erdboden, Verdunstung und Kondensation des Wasserdampfes sind für die Verteilung der Energie zwischen Erdboden und Atmosphäre wesentlich, haben aber für die Gesamtbilanz keine besondere Bedeutung.

F. Steinhauser.

H. Rumpf. Die Abhängigkeit der Dauer der Schneedecke von der Temperatur in Norddeutschland. Gerlands Beitr. 42, 291—320, 1934, Nr. 2/3. Die Anzahl der Tage mit Schneedecke (S) steht in Beziehung zur Anzahl der Tage mit negativer Temperatur und Schneedecke (T_{n+}) nach: $S = 1,15 T_{n+} + 1,5$. Die Beziehung der Zahl der Tage mit negativer Temperatur aber ohne Schneedecke (T_{n-}) zur Anzahl der Tage mit meßbarem Schneezuwachs (Z) gibt in Prozenten der Gesamtzahl der Tage mit negativer Temperatur (T_n) die Gleichung: $T_{n-} \% = -2,0 Z \% + 96,3 \%$. Die Anzahl der Z -Tage hängt von der Anzahl der Schneefalltage (S_f) ab durch: $Z = 0,62 S_f - 7$. Den Anteil der Schneefalltage an der Gesamtzahl der Niederschlagstage (N) gibt unter Berücksichtigung der Monatstemperatur (t) die Gleichung: $S_f = (0,71 - 0,075 t) N - 2$. Die Abhängigkeit der Anzahl der Tage mit negativer Temperatur (T_n) von der Monatstemperatur (t) wird durch $T_n = t^3/54 - 3t + 15$ angegeben.

F. Steinhauser.

W. Schwabl. Zur Kenntnis der Beeinflussung der Allgemeinströmung durch ein Gebirgstal. (Nach Höhenwindmessungen

in Payerbach.) Meteorol. ZS. 51, 342—345, 1934, Nr. 9. Geordnet nach bestimmten Windrichtungen in 2500 m Höhe wird die prozentuelle Verteilung der Luftversetzung in den einzelnen Höhenschichten in Tabellen und in graphischen Darstellungen mitgeteilt. Daraus ist ersichtlich, daß bei allen Richtungen des Oberwindes die Luftströmung in der Schicht vom Boden bis in 900 m Höhe in der Talrichtung verläuft und dann allmählich in die obere Strömung übergeht. Einzelne Abweichungen werden durch den Aufbau des Geländes erklärt. *F. Steinhäuser.*

W. Meinardus. Die Niederschlagsverteilung auf der Erde. Meteorol. ZS. 51, 345—350, 1934, Nr. 9. Der Verf. teilt in Tabellen die mittleren jährlichen Niederschlagsmengen und -höhen in 5°-Breitenzonen, in 10°-Zonen, in 20°-Zonen und in Zusammenfassung für die beiden Halbkugeln und für die ganze Erde für Land und Meer getrennt mit. Mit besonderer Berücksichtigung der Verteilung auf Land und Meer werden die Niederschlagsmengen, die Niederschlagshöhen, Niederschlag und Verdunstung, die Areale der Niederschlagsstufen und die Dauer des Wasserkreislaufs besprochen. Aus der Schätzung des gesamten Gehaltes der Atmosphäre an Wasser und aus den jährlichen Niederschlagsmengen ergibt sich, daß der Wasserdampf der Atmosphäre im Laufe des Jahres mindestens 41 mal sich erneuern und nach höchstens neun Tagen wieder zur Erde zurückkehren muß.

F. Steinhäuser.

Gerhard Seidel. Ein Beitrag zur 16jährigen Klimaschwankung. Mit 4 Tabellen und 24 Fig. 58 S. Leipzig, 1934. Es ist eine räumliche Darstellung der 16 jährigen Niederschlagsschwankung auf der Nordhalbkugel gegeben, nachdem die Periode an einzelnen Stationen mit konstanter Phase über längere Zeiträume hinaus nachgewiesen worden war. Darnach scheint ihr Hauptaktionsgebiet im hohen Norden zu liegen; sie wird als in meridionaler Richtung fortschreitende Welle erkannt. Die Ergebnisse stehen teilweise im Gegensatz zu denen von Wagner und Weickmann; es wird aber gezeigt, daß ein Vergleich dieser Arbeiten mit der vorliegenden nur in beschränktem Maße möglich ist. Die Auffassung, daß die Periode durch Schwankungen der allgemeinen Zirkulation bedingt ist, kann nicht geteilt werden. Es scheint eher, daß die Zyklonentätigkeit die 16 jährige Schwankung zu zerstören imstande ist. Übereinstimmende Merkmale hinsichtlich des jahreszeitlichen Verhaltens legen die Annahme nahe, daß die 16 jährige in enger Beziehung zur 11 jährigen Welle steht.

H. Ebert.

Heinrich Löwy. Elektrodynamische Bestimmung des Erzgehalts. Phys. ZS. 35, 745—746, 1934, Nr. 18. Es wird eine neue Formel zum elektrischen Nachweis von Erzlagern angegeben. Das erzführende Gestein wird als Gemenge von zwei Teilchenarten aufgefaßt, nämlich den Molekülen des Gesteins und den Erzteilchen. Bezeichnet man mit $\bar{\epsilon}$ die Dielektrizitätskonstante des Gemenges, mit ϵ_1 die der Gesteinsmoleküle und mit V_2 das Gesamtvolumen des Erzes, das in der Volumeneinheit des Gemenges enthalten ist, dann heißt die neue Formel

$$\frac{\bar{\epsilon} - 1}{\bar{\epsilon} + 2} = \frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_2 + 2} (1 - V_2) + V_2.$$

Der Verf. glaubt, daß diese Formel den tatsächlichen Verhältnissen besser entspricht als die von Poincaré angegebene

$$\frac{\bar{\epsilon} - \epsilon_1}{\bar{\epsilon} + 2\epsilon_1} = V_2.$$

W. Schneider.

Geophysikalische Berichte

Ernst Cloos. Auto radio — an airding geologic mapping. Sill. Journ. (5) 28, 255—268, 1934, Nr. 166. Vgl. Ernst Cloos. Autoradio als Hilfsmittel geologischer Kartierungen. ZS. f. Geophys. 10, 252, 1934 (diese Ber. 15, 1961, 1934).

Blechschmidt.

C. Kassner. Zur Geschichte der Mikroklimatologie. Meteorol. ZS. 51, 393—394, 1934, Nr. 10. Der Verf. weist darauf hin, daß er schon 1898 die Aufstellung von Thermometern in Bodennähe als für die landwirtschaftliche Meteorologie wichtig empfohlen hat. Zur Bestimmung der Strahlung, die einem Blatt zukommt, hat er angeregt, ein Bolometer in die Blattfläche einer lebenden Pflanze einzufügen oder das Abschmelzen von auf die Blätter gebrachten Tröpfchen verschiedener Stoffe mit bekannter Schmelztemperatur zu beobachten. *F. Steinhäuser.*

A. Graf. Geophysikalische Messungen. Übersicht. Arch. f. techn. Messen 4, Lieferung 40, V 65—1, 1934.

A. Graf. Geophysikalische Messungen. IV. Die seismischen Verfahren. Arch. f. techn. Messen 4, Lieferung 41, V 65—5, 1934. *Dede.*

Torsion balance. Journ. scient. instr. 11, 368—369, 1934, Nr. 11. Ist bereits beschrieben. *H. Ebert.*

H. Imhof and A. Graf. The New Askania Torsion Balance with Inclined Beams and Short Period of Observation. Rev. Scient. Instr. (N. S.) 5, 356—358, 1934, Nr. 10. Das neue Gerät hat eine neue Aufhängung und Stellung des Balkens erhalten. Durch Aufgeben der Z-Form konnte der Einbau wesentlich vereinfacht werden. *H. Ebert.*

V. Šaronov (W. Scharonow). Eine neue Methode zur Messung der Lufttrübung und der Sicht. C. R. Leningrad 3, 1934, Nr. 7; russisch S. 500—502, deutsch S. 502—505. Der vom Verf. gebaute Lufttrübungsmesser beruht auf dem Prinzip, daß im Gesichtsfeld eine künstliche Trübung herbeigeführt wird, die bis zum Verschwinden des Zieles gesteigert wird. Der Apparat besteht aus einem kleinen Teleskop, vor dessen Objektiv ein photometrischer Keil bewegbar angebracht ist. In kurzen Zügen wird eine Theorie des Gerätes gegeben, bei der Begriffe wie Kontrast, kritische Leuchtdichte, Sichtbarkeitsgrad, Sichtverlust u. ä. erörtert werden. Die mit dem Apparat gemachten Erfahrungen haben befriedigt. *H. Ebert.*

C. A. Heiland and W. E. Pugh. Theory and experiments concerning a new compensated magnetometer system. Amer. Inst. Magn. Eng. Techn. Publ. Nr. 483, 42 S., 1932, Juli. Die in magnetischen Instrumenten verwendeten Temperaturkompensationen sind entweder magnetischer oder mechanischer Natur. Ein neues Magnetsystem für die Vertikalwaage wird beschrieben, welches durch einen Rahmen aus Stahl, eine Aluminiumspindel an der Nordpolseite zur Temperaturkompensation und eine Invarspindel an der Südpolseite zur Standjustierung gekennzeichnet ist. In einem nichtkompensierten Magnetsystem ist der Temperaturkoeffizient $T.C. = -\mu Z$, wo μ der Temperaturkoeffizient des magnetischen Moments und Z die Vertikalintensität ist. Ist das System mechanisch kompensiert, so wird $T.C. = -Z_0(p + \mu)$ wo Z_0 die der Standjustierung entsprechende Vertikalintensität, und p ein mechanischer Temperaturkoeffizient ist, welcher die Gesamtwirkung der durch die thermische Ausdehnung bedingten Massenverlagerung widergibt. Wie aus der letzten Formel ersichtlich, kann ein System gegen Temperatur dadurch kompensiert werden, daß man p entgegengesetzt und gleich μ macht. Eine solche Kompensation ist indessen strenggenommen nur in einer einzigen magnetischen Breite wirksam, da Z_0 praktisch konstant bleibt,

während sich $-Z_0 \mu$ mit der magnetischen Breite ändert. Zum Glück sind diese Änderungen im Temperaturkoeffizienten mit der Breite nicht groß; man kann ein für Colorado kompensiertes System ohne Nachjustierung praktisch überall in den Vereinigten Staaten verwenden. Zwischen Temperaturkoeffizient und Skalenwert besteht praktisch keine Beziehung, abgesehen dann, wenn die Bohrung für die Skalenwertschraube nicht senkrecht auf der magnetischen Achse des Systems steht. Es wurde eine große Anzahl von Versuchen angestellt, um den Einfluß der Temperatur auf die Ablesung und den Skalenwert, bei verschiedenen Standjustierungen und verschiedenen Skalenwerten zu studieren. Die Änderungen in dem Stande des Magnetsystems mit der Temperatur, die tägliche Variation, die Temperatur und die Zeit wurden gleichzeitig photographisch aufgezeichnet. Der bei den Versuchen verwendete Temperaturgradient war ungefähr 20°C in der Stunde. Die aus der Theorie gefolgerte Abnahme des Temperaturkoeffizienten mit wachsender magnetischer Breite wurde experimentell bestätigt. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment betrug etwa $\pm 0,3\%$. *C. A. Heiland.*

Henryk Orkisz. Sur l'élimination des sauts dans la balance de Schmidt au cours des observations de campagne. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 227—263, 1934, Nr. 86. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Die noch nicht geklärte Frage der Ursache der Nullpunktsverlagerungen wird an Schmidtschen Feldwaagen experimentell untersucht. Das einzige Mittel, den Einfluß dieser Störungen zu beseitigen, wird darin gesehen, für den Verlauf von Feldmessungen eine besondere Arbeitsmethode festzulegen, die in Wiederholungs- und Parallelaufnahmen besteht. *Schmerwitz.*

G. Angenheister. Verwendung der Resonanzmethode bei seismischen Untersuchungen. S.-A. Publ. Bur. Central Union Géod. et Géophys. Intern. (A) Nr. 10, 9 S., Vortrag Lissabon Sept. 1933. Zur Bestimmung der Resonanzkurven von Seismographen, Gebäuden und des Untergrundes sind zwei Methoden angewendet worden, nämlich die Schwungradmethode von R. Köhler und die Schütteltischmethode nach A. Ramspek. Bei der Schwungradmethode wird ein Schwungrad mit exzentrischer Zusatzmasse an dem zu untersuchenden Objekt befestigt. Das in schnelle Drehungen versetzte Schwungrad läßt man auslaufen und registriert die Schwingungen des betreffenden Objekts. Besitzt nun dieses eine oder mehrere Eigenperioden, so wird die Amplitude beim Durchlaufen dieser Perioden anwachsen. Die Untersuchungen von Seismographen zeigen, daß außer dem zu erwartenden Resonanzmaximum an manchen Apparaten noch andere Maxima auftreten. Diese sind als Folge von Eigenschwingungen einzelner Teile des Übertragungssystems erkannt worden. Mit den vom Verf. entwickelten Seismographen, die vor dem Gebrauch gründlich geprüft wurden, sind Resonanzkurven von Gebäuden und des Untergrundes aufgenommen worden. Es hat sich gezeigt, daß sowohl Häuser als auch der Untergrund Eigenperioden aufweisen. Der Verf. greift mit den von ihm angewendeten Resonanzmethoden das Gebiet der Beschädigung von Häusern durch Schwingungen und der Untersuchung der Feinstruktur des Untergrundes von ganz neuen Seiten an. *W. Schneider.*

C. E. Brazier, I. Mašek et R. Guilhen. Influence de la transparence de l'atmosphère sur les résultats fournis par la comparaison de deux pyrhéliomètres. C. R. 199, 644—646, 1934, Nr. 14. Bei Vergleichsmessungen mit einem Abbot-Pyrheliometer und einem Marvin-Pyrheliometer zeigten sich Unterschiede in der Sonnenstrahlungsintensität, die mit verstärkter Trübung der Atmosphäre zunahmen. Die Verhältniszahlen der mit beiden Instrumenten gemessenen Werte schwankten im Sommer um 0,96, im Winter um 0,99. Die Unterschiede kommen daher, daß wegen der verschiedenen Öffnungs-

winkel der Instrumente die diffuse Strahlung der nächsten Sonnenumgebung, die mit zunehmender Trübung wächst, in ungleichem Ausmaße mitgemessen wird.

F. Steinhäuser.

Herbert Mayer. Die Kupferoxydul-Sperrschichtphotozelle als registrierender Bewölkungsmesser. Meteorol. ZS. 51, 369—374, 1934, Nr. 10. Die Meßanordnung ist folgende: Eine Zelle wird der Sonne in dauernd zu ihrer Strahlrichtung normaler Lage nachgeführt. Aus der Registrierung ihres Photostromes läßt sich die Form und die Höhenlage der Wolken angeben. Zugleich registriert eine gleiche Zelle, die so angeordnet ist, daß sie direkte Sonnenstrahlung nicht treffen kann, die von $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ der Himmelskugel ausgehende diffuse Strahlung; daraus wird die Größe der Gesamtbewölkung unter der Annahme geschätzt, daß ihr die Intensität des Photostromes proportional ist. Nach einem $\frac{1}{2}$ Jahr lang durchgeführten Vergleich der Registrierungen und gleichzeitiger Augenbeobachtungen wurde die Zuordnung der Art, Höhe und Größe der Bewölkung zu den Formen der Registrierkurven so eindeutig festgelegt, daß nach den Zellenstromregistrierungen die Bewölkungsangaben mit derselben Genauigkeit wie bei direkter Beobachtung gemacht werden können.

F. Steinhäuser.

S. W. Visser. Ein neuer Tau-Registrierapparat. Meteorol. ZS. 51, 388—390, 1934, Nr. 10. Der Verf. verwendet zur Registrierung des Taues ein stark tordiertes Haarbündel eines Hygrographen. Während beim Hygrometer das Haarbündel in feuchter Luft sich ausdehnt, bewirkt die Torsion, daß das Bündel, wenn es naß wird, sich verkürzt. Parallelregistrierungen eines Hygrographen und eines Tauregistrierapparates sind wiedergegeben.

F. Steinhäuser.

Hannes Alfvén und John Tandberg. Der Thermochron, ein Apparat zur Messung der Temperatur der höheren Luftschichten. Meteorol. ZS. 51, 390—392, 1934, Nr. 10. Nach je 50 Schwingungen der Unruhe des Uhrwerkes wird ein Signalschirm automatisch eingerollt und nach einigen Schwingungen wieder ausgewickelt; dies kann mit dem Theodolit beobachtet werden. Da die Unruhe aus zwei Bimetallstreifen besteht, hängt die Dauer der den 50 Schwingungen der Unruhe entsprechenden Zeitspanne von der Temperatur ab und gibt daher ein Maß für die Mitteltemperatur der in dieser Zeit durchflogenen Luftschicht. Der Apparat wiegt etwa 100 g. Die Temperatur kann mit einer Genauigkeit bis 0,5° bestimmt werden.

F. Steinhäuser.

G. Everett Marsh. The constitution of the earth. Gerlands Beitr. 42, 430—446, 1934, Nr. 4. Ausgehend von der bekannten mittleren Dichte der Erde und ihrem Trägheitsmoment werden Beziehungen zwischen den mittleren Dichten der drei Schichten des Erdkörpers und ihrer Radien abgeleitet. Diese sind in einem Kurvensystem wiedergegeben. Daraus kann man für bestimmte Annahmen über die mittlere Dichte der äußeren und mittleren Schicht und über die Dicke der äußeren Schicht die entsprechenden Werte für die mittlere Dichte des Kernes und für seinen Radius ablesen und die Grenzen für die verschiedenen Annahmen bestimmen. Als wahrscheinlichste Werte werden angegeben: Dichte an der Erdoberfläche = 2,75, mittlere Dichte der äußeren Schicht des Erdkörpers = 3,25, Dicke dieser Schicht = 510 km, mittlere Dichte der mittleren Schicht des Erdkörpers = 3,73, Dicke dieser Schicht = 1153 km, mittlere Dichte des Erdkernes = 8,37, Radius des Erdkernes = 4707 km. Die Dichte nimmt von der Erdoberfläche gegen das Erdinnere zu: in der äußeren Schicht von 2,75 bis 3,5, in der mittleren Schicht von 3,5 bis 4,5 und im Kern von 5,5 bis 25. Die Dichteverteilung im Erdinnern wird mit der von Laplace abgeleiteten verglichen; ebenso die Druckverteilung. Für den Erdmittelpunkt wird ein Druck von $4,89 \cdot 10^6$ Atmosphären berechnet.

F. Steinhäuser.

O. C. Hilgenberg. Vergleich der aus verschiedenen Ausmessungen von Meterprototypen mit hoher Wahrscheinlichkeit hervorgehenden Längenzunahme der Meterprototypen je Zeiteinheit mit der aus geologischen Daten errechneten Zunahme des Erddurchmessers je Zeiteinheit. *Gerlands Beitr.* 42, 409—412, 1934, Nr. 4. Fünf verschiedene Ausmessungen des Pariser Meterprototyps und daran angeschlossener Meterprototypen in Lichtwellenlängen ergaben, von einem Fall abgesehen, eine durchschnittliche Zunahme um $0,1\mu$ pro 10 Jahre. Dies bringt der Verf. in Zusammenhang mit einer Längenzunahme des Erddurchmessers, die er aus der merkwürdigen Hypothese berechnet, daß sich unter der Annahme einer Neubildung von Massen proportional der Dichte der vorhandenen Massen die Erde unter Sprengung der Erdkruste durch den schneller wachsenden Kern ausdehnt, wofür er als Stütze und zugleich als Berechnungsgrundlage die Tatsache sehen will, daß sich die heutigen Festländer einschließlich der randlichen Schelfe auf einer Kugel vom 0,6fachen des heutigen Erddurchmessers ziemlich lückenlos aneinanderpassen lassen. *F. Steinhauser.*

Robert Schwinner. Eine Richtigstellung betreffend Gebrauch des Terms von Bruns. *Gerlands Beitr.* 42, 447—449, 1934, Nr. 4. Der Verf. setzt im Verhältnis von wahrer zur scheinbaren Schwereanomalie $\gamma' = \gamma + N' \partial \gamma / \partial n$ den Abstand N' vom Niveausphäroid an Stelle des Normalabstandes N des Niveausphäroides vom Geoid, wie es Hopfner tat, wodurch im Ausdruck für die scheinbare Schwerkraftanomalie der Brunssche Term ein anderes Vorzeichen erhalten hatte. *F. Steinhauser.*

Gustav Angenheister. Geophysikalische Untersuchung der obersten Erdhülle und ihre praktische Bedeutung. *Forschungen u. Fortschr.* 10, 385—386, 1934, Nr. 31.

F. A. Vening Meinesz. The Gravity Expedition of Hr. Ms. K XVIII. *Proc. Amsterdam* 37, 478—480, 1934, Nr. 8. *Dede.*

Holbrook G. Botset. The Radium Content of Some Connate Waters. *Physics* 5, 276—280, 1934, Nr. 9. Es wird eine Methode beschrieben, mit deren Hilfe der Ra-Gehalt von Wasser auf einige Prozente genau bis herab zu einem Gehalt von $100 \cdot 10^{-12}$ g Ra im Liter bestimmt werden kann. Es werden etwa 50 Proben verschiedener einheimischer Wässer aus dem Gebiet der Ölfelder untersucht. Die Ergebnisse sind unabhängig von der Zeit, in der die Probe entnommen wurde; die Ra-Gehalt-Bestimmung eignet sich sehr gut zu einer Charakterisierung des Wassers. Die Ergebnisse werden besprochen und weitere Versuche angekündigt.

K. W. F. Kohlrausch.
Gustav Aeckerlein. Der gegenwärtige Stand der Erforschung der radioaktiven Quellen. *Forschungen u. Fortschr.* 10, 346—347, 1934, Nr. 28. Der Titel ist nicht ganz zutreffend; es wird vielmehr die Frage besprochen, wie und wann sich Quellen mit Ra anreichern. *K. W. F. Kohlrausch.*

W. Mathesius. Erdbildungsvorgänge und Weltdürrejahre. *Naturwissensch.* 22, 787—792, 1934, Nr. 47. Nach einer Schilderung von Vorgängen der Erdölbildung im Lichte der Gesetze der physikalischen Chemie (Erde im feuerflüssigen Zustand, bei der ersten Kondensation von Wasser, die Vorgänge in der Atmosphäre) wird auf die Wichtigkeit hingewiesen, welche der Austrocknung der Erdoberfläche schon jetzt zukommt. Es wird empfohlen, Erfahrungen, wie sie bei den Berliner Rieselgütern in mehr als 50 jährigem Betrieb gesammelt wurden, in weit größerem Umfang nutzbar zu machen. *H. Ebert.*

Carlo Somigliana. Le relazioni lineari che esistono fra i valori della gravità sul geoido ellissoidico. Atti di Torino 69, 345—357, 1934, Nr. 3. Ausgehend von der allgemeinen Lösung des Gravitationsproblems für ein dreiachsiges Ellipsoid stellt der Verf. die linearen Beziehungen auf, die zwischen drei beliebigen Werten der Gravitation bestehen. Insbesondere findet er drei Beziehungen zwischen der Schwerkraft an den drei Enden der Achsen, die eine Erweiterung der klassischen Clairautschen Gleichungen darstellen. *Schön.*

G. Agamennone. La frequenza oraria dei terremoti italiani. Lincei Rend. (6) 19, 794—799, 1934, Nr. 11. Der Verf. diskutiert die Frage der täglichen Verteilung der Erdbeben an Hand einer kritischen Durchsicht des statistischen Materials über die Bebenstätigkeit der italienischen Halbinsel der letzten 17 Jahre. Er beschränkt sich auf diesen Zeitraum, da die Angaben der letzten Jahre wegen der Verbesserung des seismischen Dienstes einen größeren Grad von Sicherheit haben. Trotzdem kann auch dieses Material noch dadurch gefälscht sein, daß man die Stärke der nächtlichen Beben leicht zu überschätzen geneigt ist, und daß man außerdem schwächere Beben, die in der Nacht noch deutlich zu bemerken sind, bei Tage übersieht. Er ordnet das Material nach Jahren und nach Bebenstärken und wertet es für den Quotienten: nächtliche zu tägliche Bebenzahl aus. Dieser Quotient schwankt bei schwächeren Beben stark zwischen Werten, die größer und kleiner als 1 sind und zeigt bei stärkeren Beben eher die Tendenz, kleiner als 1 zu werden. Er lehnt daher die verbreitete Anschauung ab, daß nächtliche Beben häufiger seien als tägliche und kommt zu dem Schluß, daß kein Anlaß vorliege, an der gleichmäßigen stündlichen Verteilung der Erdbeben zu zweifeln, eine Auffassung, für die auch einige spezielle objektive Registrierungen des Observatoriums von Rocca di Papa sprechen. *Schön.*

Naomi Miyabe. Deformation of the Earth's Crust in the Neighbourhood of Sakurazima. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 471—481, 1934, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.)

Tokitaro Saita and Masazi Suzuki. On the Upper Surface and the Underground Seismic Disturbances at the Down Town in Tōkyō. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 517—526, 1934, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.)

Takaharu Fukutomi. Report of the Strong Idu Earthquake of March 21, 1934. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 527—538, 1934, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) *Dede.*

L. Bastings. Shear Waves through the Earth's Core. Nature 134, 216—217, 1934, Nr. 3380. Der Verf. hat bei 16 Stationen mit 145 bis 175° Epizentralentfernung transversale Wellen gefunden, die durch den Eisen-Nickel-Kern gelaufen sind. *W. Schneider.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. On the Propagation of Waves along a Surface Stratum of the Earth. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 263—268, 1934, Nr. 3. In einer früheren Arbeit (Bull. Earthq. Res. Inst. 3, 1927) ist das Problem der Ausbreitung von Rayleigh-Wellen in einem geschichteten Medium behandelt worden. Es wurden abgeleitet die Beziehungen zwischen Wellengeschwindigkeit und Verhältnis der Wellenlänge zur Dicke der Schicht bei verschiedenen elastischen Konstanten der übereinanderliegenden Schichten. In der vorliegenden Arbeit wird diese Untersuchung auf den speziellen Fall ausgedehnt, daß die untere Schicht eine außerordentlich große Rigidität besitzt. Die rechnerische Behandlung des Problems erfolgt in der üblichen Weise, indem von den Differentialgleichungen der Elastizitätslehre für zweidimensionale Probleme ausgegangen

wird und in die bekannten Lösungen dieser Gleichungen die dem speziellen Fall entsprechenden Grenzbedingungen eingeführt werden. *W. Schneider.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Reflection and Refraction of Seismic Waves in a Stratified Body. Part II. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 269—276, 1934, Nr. 3. Es wird die Bahn berechnet, die die einzelnen Teilchen an der Erdoberfläche bei der Reflexion und Brechung von Wellen in einem einfach geschichteten Medium ausführen. Es wird die Art der Bewegung der einzelnen Teilchen an der Erdoberfläche bestimmt, wenn das Produkt $f \cdot H$ Werte zwischen 0 und 10 annimmt. Für 36 verschiedene Werte von $f \cdot H$ ist die Berechnung durchgeführt worden. f bedeutet die Frequenz und H die Dicke der obersten Schicht. Die sich ergebenden Bahnen für die einzelnen Teilchen der Erdoberfläche sind Ellipsen. *W. Schneider.*

Chûji Tsuboi. Transient Motions of a Pendulum Caused by an External Vibration with Sudden or Gradual Commencement. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 426—444, 1934, Nr. 3. Aus dem Diagramm eines Seismographen kann man wohl die Richtung der Anfangsbewegung eines Bebens richtig ablesen, dagegen nicht die Amplitude und den Zeitpunkt des ersten Maximums der Anfangsbewegung. Die beiden letzten Größen kann man nur mehr oder minder genau durch Rechnung ermitteln, wobei Voraussetzungen gemacht werden müssen, von denen man nicht weiß, inwieweit sie den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen. Der Verf. setzt eine sinusförmige Erdbewegung $f(t) = a \sin \omega t$ voraus. Die Differentialgleichung für die Bewegung des Seismographen wird dann

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2E \frac{dx}{dt} + n^2 x = a \omega^2 \sin \omega t.$$

a und ω erhalten den numerischen Wert 1, und x wird dann für alle möglichen Kombinationen zwischen n und E berechnet, für die n zwischen 0 und 5 und E/n zwischen 0 und 1 liegt. Die Ergebnisse sind graphisch dargestellt. Dieselbe Berechnung wird durchgeführt für die Annahme, daß die Erdbewegung $f(t) = 2a \sin \omega t - a \sin 2\omega t$ ist. *W. Schneider.*

Fuyuhiko Kishinouye. Harmonic Analysis of Damped Vibrations. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 446—450, 1934, Nr. 3. Um festzustellen, ob sich eine gegebene Funktion aus periodischen Funktionen zusammensetzt, kann man die gegebene Funktion in eine Fourierreihe entwickeln und sehen, ob irgendwelche Fourierkoeffizienten stark hervortreten. Dieses Verfahren führt aber nur dann zum Ziel, wenn in der Hauptsache nur eine Periode vorkommt, oder aber, wenn schon mehrere vorkommen, diese recht weit auseinander liegen. Der Verf. versucht nun gedämpfte Funktionen zu analysieren. Er nimmt z. B. eine Funktion $f(t) = e^{-at} \sin pt$ an und berechnet die Fourierkoeffizienten a_n und b_n . Er findet, daß für $n = p$ der Koeffizient a_n besonders groß wird. Dasselbe tritt auch ein, wenn eine Funktion von der Form $f(t) = (B - At) \sin pt$ annimmt. Der Verf. schließt daraus, daß man durch Entwicklung einer gedämpften Schwingung in eine Fourierreihe die Periode der Schwingung bestimmen kann. Für die vom Verf. behandelten einfachen Fälle, in denen man aber auch die Periode ohne zu rechnen aus dem Diagramm ablesen kann, trifft das ohne weiteres zu. Ob es aber auch immer zutrifft, wenn sich eine zu analysierende Funktion aus mehreren gedämpften Schwingungen zusammensetzt, ist doch noch mehr als fraglich. Auf jeden Fall ist hierfür kein Beweis erbracht. *W. Schneider.*

M. Biot. Theory of Vibration of Buildings During Earthquake. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 14, 213—223, 1934, Nr. 4. (Englisch mit deutscher Zusammenfassung.) Der Verf. untersucht die Bewegungen eines Gebäudes, das von

einem Erdstoß getroffen wird. Die Beanspruchung durch Erdstöße ist der Beanspruchung durch zeitlich veränderliche Kräfte gleichwertig, welche eine bestimmte, relativ kurze Zeit dauern. Nach dem Aufhören des Stoßes führt das Gebäude freie Schwingungen aus, deren Amplituden aus der Bodenbewegung während der Stoßdauer berechnet werden können. Als Anwendung dieser Formeln untersucht der Verf., wieweit die Erdbebengefahr für ein Gebäude dadurch herabgesetzt werden kann, daß das unterste Stockwerk elastisch weicher gestaltet wird als die oberen.

Treffitz.

Uitkomsten van Aardmagnetische Waarnemingen te Batavia en Kuyperverricht gedurende de jaren 1930—1933. *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* 94, 148, 1934, Nr. 2.

W.-P. Jenny. Ergebnisse der magnetischen Vektorenmethode in den Staaten Alabama und Florida, U.S.A. *Gerlands Beitr.* 42, 413—422, 1934, Nr. 4. Die magnetischen Vermessungen der beiden Staaten Alabama und Florida werden nach der magnetischen Vektorenmethode (vgl. diese Ber. 15, 59, 1934) dargestellt. Diese Vektorenkarten werden unter der Annahme, daß im allgemeinen magnetische „Hoch“ oder positive Anomalien den Erhebungen, magnetische „Tief“ oder negative Anomalien Senkungen des Grundgebirges und der hangenden Schichten entsprechen, und mit Beziehung geologischer Ergebnisse interpretiert.

F. Steinhäuser.

Leiv Harang and E. Tönsberg. The Auroral Observatory at Tromsø ($\varphi = 69^{\circ} 39,8' \text{ N}$, $\lambda = 18^{\circ} 56,9' \text{ E Gr.}$). Results of magnetic observations for the year 1932. *Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys.* Nr. 4, 6 S. u. 31 Tafeln, 1934.

Leiv Harang and E. Tönsberg. The Auroral Observatory at Tromsø ($\varphi = 69^{\circ} 39,8' \text{ N}$, $\lambda = 18^{\circ} 56,9' \text{ E Gr.}$). Results of magnetic observations for the year 1933. *Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys.* Nr. 5, 4 S. und 31 Tafeln, 1934.

Dede.

V. A. Bailey and D. F. Martyn. The Influence of Electric Waves on the Ionosphere. *Phil. Mag.* (7) 18, 369—386, 1934, Nr. 118. Die Anwendung der Methode und der Ergebnisse von Townsend und seinen Mitarbeitern zeigt, daß ein starker Radiosender in der Lage ist, die Stoßzahl der Elektronen mit den Molekülen in der Ionosphäre beträchtlich zu verändern. Hierdurch werden die Beobachtungen von Tellegen erklärt, bei denen die starke Station Luxemburg mit dem in Holland empfangenen Zeichen von Beromünster aus der Schweiz interferierte. Einige beobachtbare Folgerungen aus der Theorie werden vorausgesagt. Außerdem wird gezeigt, daß ein kurzer ungedämpfter Stoß, der an Intensität mit einer atmosphärischen Störung vergleichbar ist, eine beträchtliche Vermehrung der Ionisation in der Ionosphäre hervorrufen kann.

Schmerwitz.

J. Dufay. Observation du spectre d'émission du ciel nocturne dans l'ultra-violet. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 5, 523—526, 1934, Nr. 10. Es wird ein Spektrogramm beschrieben, das mit einem Quarzspektrographen durch Anvisieren des Zenits erhalten wurde. Es werden die Wellenlängen von 78 Emissionsbanden und -linien angegeben, von denen 45 unterhalb 3900 Å liegen. Im Vergleich zum Nordlichtspektrum sind die negativen Stickstoffbanden geschwächt, die zweite positive Stickstoffgruppe verstärkt, außerdem ist eine größere Anzahl von Linien unbekannter Herkunft vorhanden. Die Analogie gewisser Nachthimmellinien mit Kometenkernspektren scheint auch im Ultraviolett zu bestehen. Nach Ultraviolett zu nimmt das kontinuierliche Spektrum schneller in der Intensität ab als die Emissionslinien und -banden.

Ritschl.

J. Gauzit. L'extrémité ultraviolette du spectre du ciel nocturne. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 527—532, 1934, Nr. 10. Das äußerste Ultraviolett des Nachthimmelspektrums wurde an Hand von 7 Spektrogrammen untersucht, die mit einem Quarzspektrographen der Öffnung $F/2$ erhalten wurden. Die Beobachtungen erfolgten in Montpellier unter Anvisieren des Nordhorizontes. Es werden die beobachteten Emissionslinien zwischen 4175 und 2963 Å angeführt und mit den Angaben anderer Autoren verglichen. Soweit möglich, werden die Linien mit solchen von Ar, He, N sowie mit Kometenkernlinien identifiziert. Die Absorption des atmosphärischen Ozons macht sich nicht bemerkbar, und die Emission ist noch bis 3000 Å und darunter bemerkenswert. *Ritschl.*

J. V. Karandikar. The Diurnal Variation of the Light from the Night Sky. Indian Journ. of Phys. 8, 547—554, 1934, Nr. 6. Die zeitlichen Schwankungen des Nachthimmelleuchtens wurden mit einer Filteranordnung photographisch registriert. Als Filter für die grüne Linie diente eine Kombination von drei Schottgläsern, die den engen Bereich 5500 bis 5650 Å zu etwa 50 % durchließ. Die einzelnen Aufnahmen wurden 90 Minuten belichtet. Die Intensität des Nachthimmelleuchtens nimmt nach Sonnenuntergang ab, erreicht ein Minimum zwischen Mitternacht und 2 Uhr und nimmt dann wieder zu. Ähnliche Aufnahmen wurden mit Filtern für 4200 bis 4600 Å und 3500 bis 3750 Å gemacht. Die durch diese Filter hindurchgelassenen Wellenlängen zeigen ähnlichen Verlauf in ihren zeitlichen Intensitätsschwankungen. Neben diesem regulären Verlauf der Intensität des Nachthimmelleuchtens treten in zahlreichen Nächten unregelmäßige Schwankungen mit zum Teil großen Maximis und Minimis auf. *Frerichs.*

M. A. Bontch-Bruevitch. Measurements of electrical state of upper stratosphere in Polar regions (Kennelly-Heaviside Layer). Proc. Inst. Radio Eng. 22, 1124—1138, 1934, Nr. 9. In Moormansk (Breite 67°) wurde die Höhe der ionisierten Schichten in der oberen Atmosphäre mehrere Monate hindurch beobachtet. Die täglichen Schwankungen der Ionisation hatten im allgemeinen den gleichen Verlauf wie in gemäßigten Zonen, nur ist die E -Schicht im allgemeinen weniger stark und beeinflusst die Reflexionen von der F -Schicht in geringerem Maße. Geringste beobachtete Höhe für E : 65 km, größte Höhe für F : 1800 km. Die Meßanordnung bestand aus einem intermittierend betriebenen Sender mit zwei 150 Watt-Röhren, dessen während 0,0002 sec im Rhythmus von 50 Hertz abgegebene Stoßleistung 10 bis 20 kW betrug, und aus 3 km entfernt aufgestelltem Empfänger nebst Braunschm Rohr mit synchronisierter Ablenkung. Das kurzzeitige, aber auch stundenlange Verschwinden jeder Reflexion steht in direktem Zusammenhang mit erhöhter magnetischer Unruhe (magnetischem Sturm). Beim Wiedereinsetzen der Echos erhält man fast immer das gleiche Bild wie zuvor. Daher erklärt Verf. die Abwesenheit von Reflexionen durch das Auftreten einer absorbierenden Schicht in Höhen unter 65 km. *Adelsberger.*

A. Dauvillier. Recherches sur l'ozone atmosphériques effectuées au Scoresby Sund pendant l'année Polaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 455—462, 1934, Nr. 9. In der vorliegenden Arbeit wird die Bedeutung des Ozongehalts der Atmosphäre für die Physik der höchsten Atmosphärenschichten, die Meteorologie und die Biologie diskutiert. Unter der Annahme, daß das Ozon im Nordlicht gebildet wird, erweist sich die Untersuchung der Ozonbildung in der Nordlichtzone und während der Polarnacht als zweckmäßig. Der Verf. beschreibt die von ihm am Scoresby-Sund benutzte chemische Methode zur Bestimmung der täglich entstandenen Ozonmenge, bei der der Sauerstoff des Ozons in einer Arsenverbindung nachgewiesen wird. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt etwa 2 Milligramm $O_3/100 m^3$ Luft. Die Mes-

sungen selbst werden durch photoelektrische und spektrographische Bestimmungen ergänzt und kontrolliert. Bei den Messungen ergibt sich während der Polarnacht ein maximaler Ozonbetrag von 57 Milligramm pro 100 m³ Luft. Dieser Betrag ist etwa 30 mal so groß als der in anderen Breiten gewöhnlich gefundene. Diese starke Ozonbildung wird in Zusammenhang gebracht mit der Einstrahlung des ultravioletten Lichtes, mit der Höhenstrahlung, mit dem Nordlicht und mit der jährlichen Variation in Gegenden geringerer geographischer Breite. Es gelingt, einen Zusammenhang zwischen Nordlicht und Ozonbildung aufzustellen, der allein unter den vorgeschlagenen Theorien mit diesen Beobachtungen in Einklang ist.

Frerichs.

R. Rakshit. Report on Measurement of Ionospheric Heights at Calcutta during the Polar Year 1932—1933. Phil. Mag. (7) 18, 675—696, 1934, Nr. 120. Bericht über Höhenmessungen an der Ionosphäre in Kalkutta während des Polarjahres 1932/33. Es wurde mit 75 m Wellenlänge gearbeitet. Die Höhe von *E*- und *F*-Zone erreichte zur Mittagszeit ein Minimum. Die maximale Höhe wurde etwa 30 Min. vor Sonnenaufgang beobachtet. Sie sank bei Sonnenaufgang plötzlich auf die normale Tageshöhe ab. Die Höhe der Schichten ist im Winter größer als im Sommer. Zur Mittagszeit ist die Ionisation im Sommer größer als im Winter. Die *F*-Zone ist in vertikaler Richtung ausgedehnter als die *E*-Zone. Gegen Abend tritt ein plötzlicher Abfall der Höhen ein, allerdings nicht immer zur selben Stunde, zugleich nehmen die Echos an Stärke zu. Nachts sind die Echos von der *F*-Zone sehr oft infolge des Einflusses des magnetischen Erdfeldes in eine große Anzahl von Komponenten aufgepalten. Unmittelbar nach dem Erscheinen solch aufgespaltenen Echos verschwinden sie oft vollständig. Die Beobachtungen zeigen einen steileren Gradienten der Ionisation in der *E*-Zone. Der Gradient nimmt ab mit zunehmender Höhe.

Bleichschmidt.

Sydney Sillitoe. Reflections from the ionosphere. Canad. Journ. Res. 11, 163—170, 1934, Nr. 2. An einigen wenigen Tagen im Februar, März und April 1934 wurden Reflexionen von drahtlosen Signalen aus nur 40 km Höhe beobachtet. Sie waren nicht kontinuierlich, sondern erschienen nur von Zeit zu Zeit, besonders nach Sonnenuntergang und auch bis 10 Uhr morgens. Die reflektierten Signale waren zudem nur sehr schwach. Außerdem wurden sehr starke bis zu sechsmal an der *F*-Zone reflektierte Signale beobachtet. Es trat dabei häufig die Erscheinung auf, daß die dritte und vierte Reflexion fehlte und erst die höheren wieder erschienen. Verf. ist der Ansicht, daß die fehlenden Zeichen an einer sehr niedrigen Schicht reflektiert seien, ohne zum Boden zurückkehren zu können. Es wurden tatsächlich auch häufig scheinbare Höhen gemessen, die einer Reflexion *E* + *F* entsprachen. Es zeigte sich ferner, daß höhere Frequenzen ein stärkeres Durchdringungsvermögen besitzen.

Bleichschmidt.

T. R. Gilliland. Ionospheric Investigations. Nature 134, 379, 1934, Nr. 3384. Nach dem von R. Naismith angegebenen Verfahren zur Bestimmung der Ionisation der Ionosphäre (Registrierung der reflektierten Wellenzüge durch einen mit dem Sender synchronlaufenden Empfänger) wurde die kritische Frequenz in der Zeit vom Mai 1933 bis April 1934 in den Nachtstunden gemessen. Es ergab sich, daß die zwei Minima der Ionisation um 2200 und 0600 E. I. T. 1,14 und 2,05 mal so groß sind wie der Minimumwert um 0400 im Juni. Das Maximum im Dezember um 0430 stellt eine Dichte der Ionisation dar, die 2,65 mal so groß ist wie das Minimum im Juni. Das untersuchte Frequenzbereich war 2500 bis 4400 Kilohertz. Versuche im Bereich von 500 bis 12000 Kilohertz sollen folgen. *Dietsch.*

Adolf Krebs. Über die Messung radioaktiver Niederschläge mit Hilfe von Spitzenzähler und Zählrohr. Phys. ZS. 35, 796—800,

1934, Nr. 19. Es wird über Versuche berichtet, den Spitzenzähler zur quantitativen Bestimmung des aktiven Niederschlages der Atmosphäre zu verwenden; geeignete Körper werden negativ geladen, in Freiluft exponiert und hierauf im Spitzenzähler untersucht. Die Versuche verliefen befriedigend. *K. W. F. Kohlrausch.*

A. v. Hippel. Erdfeld, Gewitter und Blitz. *Naturwissensch.* 22, 701—712, 1934, Nr. 42. Die Arbeit ist ein Versuch, auf dem Gebiet der Gewitterforschung nach dem derzeitigen Stand ein geschlossenes Bild der Vorgänge zu geben. Die Normalverteilung der elektrischen meteorologischen Elemente erfordert bei der Schönwetterlage einen Strom negativer Teilchen von der Erde fort. Dieser würde bei der errechneten Stärke von 1480 Amp. in einer halben Stunde die Erde entladen haben, wenn es keine Kompensation gäbe. Nach der Hypothese Wilsons leisten die Gewitter die notwendige Ergänzung der Aufladung. Wie diese Aufladung im einzelnen zustande kommt, darüber geben die Simpsonsche und Wilsonsche Theorie verschiedene Erklärungen. Die Simpsonsche bedient sich der Lenardschen Wasserfallelektrizität. Die Wilsonsche Erklärung geht von einem Regentropfen aus, der beim Schönwetterfeld schwach elektrisch polarisiert ist und daher beim Fallen mit nach unten gekehrter positiver Seite leichter negative Teilchen einfängt als positive. Die Wilsonsche Theorie fordert somit, daß sich bei einem Gewitter der Feldgradient an der Erdoberfläche umkehrt — im Gegensatz zur Simpsonschen Theorie. Beide Theorien geben verschiedene Aussagen über die Ladungsverteilung in der Wolke und die Art der Blitzbildung. Experimentelle Prüfungen scheinen mehr zugunsten der Wilsonschen Theorie zu sprechen. Die Frage der Blitzbildung wird in diesem Zusammenhang vom Verf. auf Grund eigener Versuche an Gleitfunkenfiguren erörtert. Für den negativen Ladungszustand der Erde sorgt die Unebenheit der Oberfläche, der Baumbestand und dergleichen. Durch die Gleichrichterwirkung der Spitzenentladung wird vorwiegend negative Entladung veranlaßt. *Schmerwitz.*

C. H. Dwight. The Diurnal Variation of the Space Charge and its Effect upon the Potential-Gradient. *Phil. Mag.* (7) 18, 719—724, 1934, Nr. 120. Eine Apparatur zur Registrierung der Raumladung und des Potentialgradienten wird an Hand schematischer Abbildungen beschrieben. Eine Kurve und Tabelle der täglichen Schwankung beider Elemente zeigt nahezu gegensätzlichen Verlauf. Die Apparatur war nach Angabe des Verf. ungünstig aufgestellt. *Schmerwitz.*

Robert A. Millikan. A General Interpretation of Cosmic-Ray Effects. *Phys. Rev.* (2) 46, 329, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Untersuchungen der kosmischen Höhenstrahlung haben bisher ergeben, daß fast die gesamte Ionisation von Elektronen herrührt. Der Hauptanteil der Ionisation wird durch Sekundärelektronen verursacht. Der geringe Anteil der direkt auf der Erde ankommenden Elektronen von 2 bis 3 % ist maßgebend für den Breiten-, Längen- und den Ost-West-Effekt. Das Erdfeld hat eine trennende Wirkung auf die Elektronen mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Der größere Teil der Ionisation der Atmosphäre stammt von Photonen von 200 Millionen e-Volt Energie. *Schmerwitz.*

Louis V. King. On the Mathematical Analysis of Cosmic-Ray Data. *Phys. Rev.* (2) 46, 154—156, 1934, Nr. 3. Es wird auf die Tafeln von W. Lash Miller und T. R. Rosebrugh für die Integrale von der Form

$$J_n(x) = \int_x^{\infty} e^{-u} u^n du$$

hingewiesen und gezeigt, daß die Tafeln nützlich für die Analyse von Absorptionserscheinungen der Höhenstrahlung sind.

Jánosy.

Hermann Hoerlin. Gebirgsmessungen der Ultrastrahlung in verschiedenen geographischen Breiten. Phys. ZS. 35, 793—795, 1934, Nr. 19. Die Ultrastrahlung wurde in Peru in der Nähe des geomagnetischen Äquators und in der Schweiz in 49° nördl. geomagnetischer Breite in verschiedenen Meereshöhen gemessen. Als Registrierinstrumente wurden Ionisationskammern ähnlicher Bauart benutzt, wie die Ballon- und Bodenseeapparate von E. Regener. Es zeigte sich eine starke Zunahme des Breiteneffekts mit der Höhe. Die Messungen mit geschlossenem 10 cm-Fe-Panzer ergaben in 4100 m Höhe einen Breiteneffekt von 28 % gegenüber 12 % in Meereshöhe; der Effekt bei Registrierung mit oben offenem Panzer betrug 36 % in 4100 m Höhe gegenüber 13 % am Meeresspiegel.

H. Hoerlin.

G. B. Rizzo. Influenza dell'atmosfera terrestre sopra l'effetto di latitudine nella intensità della radiazione cosmica. Lincei Rend. (6) 20, 183—186, 1934, Nr. 5/6. Die Asymmetrie des Breiteneffekts in bezug auf den geomagnetischen Äquator bildet eine starke Stütze der Theorie, nach der die primäre Höhenstrahlung aus elektrisch geladenen Korpuskeln besteht. Indessen darf die Deformation der Erdatmosphäre nicht außer acht bleiben. Die tägliche Erdbewegung bewirkt eine Luftstauung in der geographischen Äquatorebene, die jährliche eine solche in der Ekliptikebene. Hierzu kommen Gezeitenwirkung und tropische Luftbewegungen. Danach müßte die Erdatmosphäre Linsenform haben mit der Maximalhöhe zwischen Äquator und Ekliptik. Diese Gestalt der Atmosphäre würde auch ohne die Einwirkung des erdmagnetischen Feldes eine der beobachteten dem Sinne nach entsprechende Verschiebung des Intensitätsminimums der Höhenstrahlung infolge seiner Absorption bedingen.

B. Gross. Zum mittleren Durchdringungsvermögen der Ultrastrahlung. Phys. ZS. 35, 746—747, 1934, Nr. 18. Es wird gezeigt, daß unabhängig von der Form der Absorptionsfunktion das mittlere Durchdringungsvermögen einer allseitig einfallenden Strahlung stets halb so groß wie das derselben Strahlung bei einseitigem Einfall ist.

Kolhörster.

Heinrich Maass. Zählrohrmessungen an Ultrastrahlungskorpuskeln. Phys. ZS. 35, 858—861, 1934, Nr. 21. Zwei Zählrohre ($l_1 = l_2 = 17,0$ cm, $2r_1 = 2r_2 = 2,8$ cm) im Abtsand von 21,0 cm wurden analog der Meßanordnung von Bothe und Kolhörster (ZS. f. Phys. 56, 751, 1929) in einem oben offenen Eisenpanzer (20 cm Fe unterhalb und seitlich des unteren Rohres, 10 cm Fe seitlich des oberen Rohres) auf Koinzidenzen durch Höhenstrahlung beobachtet, während Eisenpanzer von 0 bis 17 cm Dicke abwechselnd über oder zwischen beide Zählrohre gebracht wurden. Es handelt sich also um Erweiterung eines entsprechenden Versuches von Rossi (ZS. f. Phys. 68, 64, 1931), bei welchem nur ein Bleiabsorber von 9,1 cm Dicke zur Anwendung kam. Die Koinzidenzen wurden mit der von Bothe angegebenen Schaltung (ZS. f. Phys. 59, 1, 1930) registriert, 45 000 Koinzidenzen insgesamt, 2800 für jeden Meßpunkt gezählt. Die Anzahl der Koinzidenzen für Höhenstrahlung nach $H = 1015 \text{ g cm}^{-2}$ im Mittel nimmt mit wachsender Dicke der Absorber ab, sie ist stets kleiner mit Absorber zwischen den Rohren als mit Absorber über den Rohren. Die Differenz wird der Erzeugung von Sekundärstrahlen im Absorber zugeschrieben, wenn dieser über den Rohren liegt. Von einem Maximum bei etwa 2 cm Fe nimmt sie langsam bis etwa 8 cm ab und steigt dann wieder an. Es wird versucht, diese Zunahme durch die Existenz einer Ultra- γ -Strahlung als eine Komponente der Höhenstrahlung zu deuten.

Kolhörster.

A. H. Compton and H. A. Bethe. Composition of Cosmic Rays. *Nature* 134, 734—735, 1934, Nr. 3393. Berechnet man nach Størmer's Theorie die Minimalenergie von Elektronen, Protonen und α -Teilchen, welche die Erdoberfläche unter gegebener magnetischer Breite noch erreichen, so entsprechen ihnen kleinste Reichweiten in der Atmosphäre. So kann man die drei Komponenten der Höhenstrahlung identifizieren. Die Komponente *A*, die an der Grenze der Atmosphäre überwiegt, entspricht entweder α -Teilchen oder Photonen mit dem für Schauer erzeugende Strahlen charakteristischen Absorptionskoeffizienten. Wenn man nun die Komponente *B* als aus Positronen oder als Negatronen bzw. *C* als aus Protonen bestehend annimmt, so lassen sich bestimmte Befunde der azimutalen Asymmetrie an Höhenstrahlen (Rossi, Johnson) einfach erklären. Wahrscheinlich besteht die Elektronenkomponente der Höhenstrahlen wenigstens vorwiegend aus Positronen. *Kolhörster.*

Fritz Rieder and Victor F. Hess. Effects of Cosmic Radiation in a Wilson-Chamber at the Hafelekar Observatory (2300 m) near Innsbruck. *Nature* 134, 772—773, 1934, Nr. 3394. Mit einer Philipp-Dörffel-Wilsonkammer von 12 cm Durchmesser, 3 cm Tiefe und einem Magnetfeld von 1500 Gauß wurden in 2300 m folgende Beobachtungen an Höhenstrahlen gemacht. Auf 160 von 1200 Bahnspuren fanden sich Höhenstrahlen, 31 positive, 34 negative. 25 hatten Mehrfachbahnen. Es konnten nur Krümmungsradien von Strahlen geringer Energie bestimmt werden, etwa 50 mit Radius < 3 cm entsprechend 500 000 e-Volt, 34 mit Radius > 30 cm entsprechend 10^7 e-Volt. Außerdem wurden noch Bahnspuren schwerer Teilchen gefunden, die von Höhenstrahlung herrühren. *Kolhörster.*

Fritz Rieder. Wilsonkammerstudien der Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m). *Wiener Anz.* 1934, S. 275, Nr. 21. *Dede.*

Victor F. Hess, H. Th. Graziadei und R. Steinmaurer. Untersuchungen über die Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m). *Helv. Phys. Acta* 7, 669—670, 1934, Nr. 7. Vgl. die Veröffentlichungen im Wiener Anzeiger, Wiener Ber., Berl. Ber., Forschungen und Fortschritte (s. diese Ber. 15, 302, 303, 1934; 16, 104, 1935). *Kolhörster.*

Rolf Kühn. Der Ableitwiderstand bei Zählrohren und die absolute Stoßzahl. *ZS. f. Instrkde.* 54, 415—418, 1934, Nr. 11. Es wird über Erfahrungen mit verschiedenen Ableitwiderständen bei Zählrohren berichtet. *Kolhörster.*

K. H. Bronstein. Über die Bestimmung der Höhenstrahlung im hohen Norden. *Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium* 2, 5—29, 1933. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Es wird über Messungen der Höhenstrahlung mit einem Kolhörsterapparat am Geophysikalischen Observatorium in der Meerenge Matoschkin Schar (Novaja Semlija $\varphi = 73^\circ 15'$ $\lambda = -3^h 45^m$ g) von August 1929 bis September 1930 berichtet. Dabei war der Apparat im Zimmer aufgestellt. Die hierauf bezüglichen Ergebnisse sollen erst später mitgeteilt werden. Versuchsmessungen bis 5 m Wassertiefe scheinen die bekannten Ergebnisse zu liefern. Mit Abschirmung durch Eisblöcke wurde ferner die Richtungsverteilung der Strahlen untersucht. Die wenigen Versuche zeigen ein Überwiegen von Strahlen, welche aus SE kommen. *Kolhörster.*

St. Ziemecki. Rock Salt Absorption of Cosmic Rays. *Nature* 134, 773, 1934, Nr. 3394. Es wurde die Absorption der Höhenstrahlung an 40 Tonnen gepulverten Steinsalzes mit einem Kolhörsterapparat gemessen. Experimentelle Ab-

sorption vorausgesetzt, ergibt sich für Steinsalzdicken von 1 bis 3 m $\mu/\rho = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, während entsprechend für Wasser $3,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ gefunden wurde.

Kolhörster.

A. B. Verigo. Die Anwendung des hermetischen Elektroskops von Kolhörster zur Messung von sehr kleinen Emanationsmengen. Trav. de l'Inst. d'Etat de Radium 2, 130—135, 1933. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Der Strahlungsapparat nach Kolhörster, welcher in erster Linie zu Messungen der Höhenstrahlung dient, wird auf seine Brauchbarkeit zu Emanationsmessungen geprüft. Es ergibt sich, daß man mit dem Instrument noch so geringe Emanationsmengen wie 10^{-11} bis 10^{-16} Curie gut messen kann, so daß der Apparat für die Bestimmung des Emanationsgehaltes natürlicher Wässer und der Luft besonders geeignet ist. Die zurückbleibende Infektion beträgt erst nach mehreren tausend Messungen das Doppelte der Reststrahlung.

Kolhörster.

G. R. Wait and A. G. McNish. Ionization-Measurements near the Ground during the Time of Thunderstorms. Phys. Rev. (2) 45, 750, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Ionisation in einem dünnwandigen Gefäß wurde in Washington am Boden während 1933 dauernd registriert. Auch hier wurde die tägliche Änderung der Ionisierungsstärke ausgeprägt beobachtet. Zudem wurde die Zunahme mit Beginn von Gewitterregen gefunden. Ihr Betrag ist ungefähr der gesamten gefallenen Regenmenge proportional. Die Abnahme, mit Aufhören des Regens einsetzend, erfolgt im wesentlichen wie die der aktiven Niederschläge des Radiums.

Kolhörster.

W. Baade and F. Zwicky. Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 46, 76—77, 1934, Nr. 1. Verff. haben in Proc. Nat. Acad. Amer. Mai 1934 darauf hingewiesen, daß die Höhenstrahlung von Super-Novae-Sternen herühren könnte. Sie geben nunmehr Einzelheiten über solche Sterne an: 1. Verteilung der Super-Novae. In einer Kugel vom Radius 2×10^6 Lichtjahren mit 10^{10} Milchstraßensystemen erscheinen 10^7 Super-Novae im Jahre. Die Intensität der von ihnen ausgehenden Strahlen wird daher bei genügendem Abstände im wesentlichen unabhängig von der Zeit sein. 2. Ein Vergleich mit der Lebensdauer von Sternen ($> 10^{12}$ Jahre) unter der Voraussetzung, daß in einem System alle 10^3 Jahre eine Super-Novae aufflammt, läßt vermuten, daß jeder Stern einmal in seinem Leben einen solchen Prozeß durchmacht. 3. Wenn Super-Novae-Riesen sonst aber den gewöhnlichen Novae gleich sind, sollten ionisierte Gase mit großer Geschwindigkeit ausgesandt werden. Ein Teil der Höhenstrahlen sollte daher aus Protonen und schwereren Ionen bestehen. Daher werden Nebelkammerversuche in großen Höhen empfohlen. 4. Schwankungen der Höhenstrahlung. Wenn verschiedenartige Teilchen einer Super-Novae ausgeschleudert werden, so würden z. B. bei 10^6 Lichtjahren Abstand 10^{11} e-Volt-Elektronen eine Zeit von 10^6 Jahren + 410 Sekunden, 10^9 e-Volt-Elektronen 10^6 Jahre + 47,6 Tage, 10^{11} e-Volt-Protonen 10^6 Jahre + 44 Jahre für diesen Weg gebrauchen. Ein solcher Zeitunterschied würde Schwankungen ausgleichen. 5. Der Super-Novae-Prozeß kann vielleicht den Übergang eines gewöhnlichen Sternes in einen Neutron-Stern bedeuten, woraus sich die Transformationsgeschwindigkeit erklärt. Die Ansichten werden als höchst spekulativ bezeichnet.

Kolhörster.

David S. Hsiung. A Coincidence Test of the Corpuscular Hypothesis of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 46, 653—658, 1934, Nr. 8.

D. S. Hsiung. A Coincidence Test of the Corpuscular Hypothesis of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 46, 334, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Drei Zählrohre wurden vertikal übereinandergestellt, das dritte mit 2,5 cm Blei dauernd geschirmt, um im Absorber erzeugte Sekundärstrahlen zu absorbieren, und die zwei- bzw. dreifachen Koinzidenzen durch Höhenstrahlen beobachtet. Es ergab sich

	Zweifache Koinzidenzen h^{-1}	Dreifache Koinzidenzen h^{-1}
A Ohne besondere Bleifilterung	$202,44 \pm 1,84$	$42,43 \pm 0,83$
B Mit 20 cm Blei zwischen Rohr 1 und 2.	$124,48 \pm 1,43$	$30,50 \pm 0,50$
C " 20 " über Rohr 1	$142,17 \pm 1,08$	$32,55 \pm 0,52$

Danach müssen die Koinzidenzen hauptsächlich durch ionisierende Teilchen erzeugt werden, von denen der Bleifilter einen Teil absorbiert, dazu aber noch Sekundäre liefert, sonst müßte $B = C$ sein. Diese letzteren Koinzidenzen (Zusatzkoinzidenzen) können nun nicht von einer Photonen-Höhenstrahlung herühren, es sei denn, die Photonen würden vollständig von der Atmosphäre absorbiert, bevor sie zur Apparatur gelangen, oder sie sind auf ihrem ganzen Wege von ionisierenden Teilchen begleitet, was praktisch darauf hinauskommt, daß Photonen wie ionisierende Korpuskeln zu behandeln seien. Kolhörster.

K. Wölcken. Vergleich zwischen der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung über Grönland und über Deutschland. ZS. f. Geophys. 10, 300—307, 1934, Nr. 7. Höhenstrahlungsbeobachtungen auf dem Inlandeis von Grönland mit Kolhörster-Apparaten, welche bereits in „Wissenschaftlichen Ergebnissen der Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener 1929 und 1930/31“, S. 138, Leipzig 1933, veröffentlicht worden sind, werden mit früheren Flugzeugaufstiegen des Verf. an die Potsdamer Messungen von Suckstorff in Luftfahrzeugen über Norddeutschland angeglichen. Dann ergibt der Vergleich, daß Höhenstrahlungsintensität und Absorbierbarkeit von Seehöhe bis 1 km darüber für Norddeutschland [$+ 65^\circ$ (?) geom. Breite] und Grönland ($+ 83^\circ$ geom. Breite) gleich groß sind. Dagegen ist die Intensität zwischen 1 bis 3 km in Grönland bis 2 J kleiner als über Norddeutschland. Kolhörster.

Paul S. Epstein. The Maximum Range of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 45, 136, 1934, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus der kosmischen Rotverschiebung wird geschlossen, daß Höhenstrahlen nach einem endlichen Weg ihre Energie verlieren. Die sich daraus ergebenden Schwierigkeiten begünstigen die Auffassung einer endlichen und positiven kosmischen Konstanten. Jánossy.

J. Clay, J. T. Wiersma and C. G. 't Hooft. Deep water measurements of cosmic rays in the North Sea. Physica 1, 1077—1081, 1934, Nr. 10/11. Mit der gleichen Ionisationskammer (vgl. Physica 1, 364, 1934), wie sie im Roten Meer und Golf von Aden benutzt worden war, wurden Intensitätsmessungen der Höhenstrahlen in der Nordsee bis 200 m Wassertiefe ausgeführt. Die Ergebnisse beider Meßreihen werden graphisch wiedergegeben und zeigen, daß die weniger durchdringenden Höhenstrahlen dem Breiteneffekt unterliegen, daß jedoch von etwa 50 m Wassertiefe an die harten Höhenstrahlen unbeeinflußt vom erdmagnetischen Feld bleiben. Zählrohrmessungen mit einer 4 fach-Koinzidenzanordnung bis 50 m Wassertiefe, ebenfalls graphisch dargestellt, zeigen eine langsamere Abnahme der Einzelstöße gegenüber der der 2 fach-Koinzidenzen, während die 4 fach-Koinzidenzen wieder schneller als die 2 fach-Koinzidenzen absinken. Dies hängt wahrscheinlich mit der Reststrahlung der Zählrohre zusammen. Mit einer offenen Ionisationskammer wurden die in der Tabelle angeführten Ionisierungsstärken der Höhenstrahlung in Seehöhe erhalten:

	Geogr. Breite	Länge	Mangn. Breite	Barometer	<i>J</i> (korr.)
Nordwestlich Den Helder . .	+ 54° 17'	0° 45' E	+ 56° 42'	760	2,10
	56 13	1 2 W	58 55	756	2,15
	57 46	0 8 W	60 9	759	2,32
	58 23	1 20 W	60 58	761	2,29
Nordwestlich Shetland-Inseln	61 30	3 50 W	64 18	766	2,19
	60 9	0 39 E	62 12	768	2,30
Westlich Bergen	58 57	4 56 E	60 14	765	2,18
Südlich Lindes nes	57 49	7 8 E	58 45	763	2,27
Bremerhaven	53 30	8 5 E	54 31	767	2,45

Der Einfluß der Landnähe machte sich auch hier bemerkbar. (Vgl. Bothe und Kolhörster, Berl. Ber. 1930, S. 450.) *Kolhörster.*

J. Clay, P. M. van Alphen and C. G. 't Hooft. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933. II. The magnetic latitude effect of cosmic rays. A magnetic longitude effect. *Physica* 1, 829—838, 1934, Nr. 9. Der Breiteneffekt der Höhenstrahlung wird mit vier Ionisationskammern verschiedenen Inhaltes mit Ar-Füllung von 45 Atm. frei, hinter 8 cm Fe, 12 cm Fe und 25 cm Pb auf zwei verschiedenen Wegen zwischen Amsterdam und Batavia beobachtet. Die Asymmetrien, die sich bereits 1932 gezeigt hatten, werden bestätigt; sie werden als „Längeneffekt“ gedeutet, bedingt durch Asymmetrien des erdmagnetischen Feldes. Unter Voraussetzung eines kontinuierlichen Spektrums der Höhenstrahlung und der Annahme, das Erdfeld sei das Feld eines Dipols, dessen Zentrum nicht genau mit dem Erdmittelpunkt zusammen falle, und dessen Achse gegen die Erdachse geneigt sei, werden die Ergebnisse nach der Störmer'schen Theorie gedeutet. Somit wird es notwendig, bei Intensitätsangaben neben der magnetischen Breite auch die Länge zu berücksichtigen. Auf die Übereinstimmung der Beobachtungen mit Prins und Hoerlin wird hingewiesen. *Jánossy.*

J. Clay and H. Zanstra. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933. III. Absorption phenomena of corpuscular cosmic rays. *Physica* 1, 839—848, 1934, Nr. 9. Der Verlauf des Ost-West-Effektes der Höhenstrahlung scheint nur mit der Annahme einer annähernd exponentiellen Absorption in Einklang zu stehen, während die sehr geringe Absorption in Blei für Absorption durch definierte Reichweite der Korpuskeln spricht. Der Widerspruch wird durch die Annahme zu beseitigen gesucht, daß die Strahlen mit Energien von rund 10^{10} e-Volt in Luft und Wasser exponentiell absorbiert werden, während Strahlen mit 10^{11} e-Volt eine bestimmte Reichweite haben, an deren Ende ihre Energie auf $2 \cdot 10^{10}$ e-Volt herabgesunken ist, die sich nunmehr in Schauer umsetzt und deren Absorption exponentiell erfolgt. Die primäre Strahlung erzeugt nach Verf. in Blei keine Schauer. *Jánossy.*

N. F. Mott. Théorie de l'absorption interne des rayons γ . *Ann. Inst. Henri Poincaré* 4, 207—220, 1933, Nr. 2. Nach Aussendung eines α - oder β -Teilchens bleibt unter Umständen der Atomkern in einem angeregten Zustand und emittiert beim Übergang in den Normalzustand γ -Strahlung. Das γ -Quant wird unter Absorption eines äußeren Elektrons in der Elektronenhülle absorbiert oder gelangt aus dem Atom. Die theoretische Zahl der ausgestoßenen Schalenelektronen im Verhältnis zu der Zahl der ausgesandten α - oder β -Teilchen des Kerns ist von Hulm unter Voraussetzung von Dipol-, von Taylor und Mott unter Voraussetzung von Quadrupolstrahlung, die bei Kernprozessen mit erheblicher Intensität aufzutreten vermag, bestimmt. Die experimentellen Ergebnisse von Ellis und Aston an einigen Komponenten des Ra C-Spektrums zeigen, daß die beobachteten Häufigkeiten mit dem theoretischen Wert entweder für Dipol oder für Quadrupolstrahlung übereinstimmen. Der β -Strahl mit der Energie 1416 kV Ra C, der von

keiner γ -Strahlung begleitet wird, wird einem $S \rightarrow S$ -Übergang, bei dem der Kern direkt mit den peripheren Elektronen in Wechselwirkung tritt, zugeordnet. Für die weicheren Strahlen des RaB sind die experimentellen Ergebnisse nicht in völliger Übereinstimmung mit den theoretischen. An Hand der Untersuchung wird auf das Termschema des Th C- und Th B-Kerns eingegangen. *Jánosy.*

Hisakatsu Yabe and Risaburo Tayama. Bottom Relief of the Seas Bordering the Japanese Islands and Korean Peninsula. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 539—565, 1934, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.)

Dede.

F. Lauscher, gemeinsam mit E. Friedl und E. Niederdorfer. Beobachtungen über das Eindringen des Lichtes in einen See. Gerlands Beitr. 42, 423—429, 1934, Nr. 4. Mit zwei Langeschen Sperrschicht-Photozellen wurden am Lunzer Obersee (1120 m) und Untersee (610 m) Vergleichsmessungen der Helligkeit über der Seefläche und in verschiedenen Tiefen des Sees vorgenommen. Daraus wurden als Transmissionskoeffizienten für die Schichten von 10 bis 110 cm Tiefe bei wolkenfreiem Himmel und 45° Sonnenhöhe für den Untersee 0,74 und für den Obersee 0,67, für das diffuse Licht bei zirrösem Himmel 0,35 und bei Regen 0,42 berechnet. Das Licht war im Obersee (Untersee) bei Sonnenschein auf 50 % geschwächt in 0,7 m (1,2 m), auf 25 % in 2,5 m (4,2 m) und auf 10 % in 7,0 m (8,9 m) Tiefe; für diffuses Licht waren die entsprechenden Stufen 0,2, 0,9 und 1,9 m Tiefe. Als Reflexionsverluste an der Seeoberfläche werden geschätzt; bei wolkenlosem Himmel und 45° Sonnenhöhe 8 bis 10 %, bei diffusem Licht (Cistr.) 26 % und bei Regen 35 %.

F. Steinhäuser.

Kwan'ichi Asagoe and Atō Imazato. A Note on Figures produced on the Sands When a Surf recedes. Sc. Rep. Tokyo Bunrika Daigaku (A) 2, 89—97 1934, Nr. 33/35. Die Verff. geben eine Erklärung für das Zustandekommen von Sandmustern, die sich am Meeresstrand gebildet haben. Diese setzen sich aus zwei unter festem Winkel gegeneinander laufenden Scharen von parallelen Linien zusammen. Gemäß der Erklärung bildet das zurückflutende Wasser an kleinen Hindernissen Wirbel, in denen der aufgerührte Sand der neu hereinbrechenden Welle in der erwähnten geometrischen Form abgelagert wird.

Schmerwitz.

H. Wörner. Beziehungen zwischen Wassertemperatur und Luftdruckverteilung auf dem Nordatlantischen Ozean in den Jahren 1932 und 1933. Ann. d. Hydrogr. 62, 445—450, 1934, Nr. 11.

Dede.

Włodzimierz Zinkiewicz. Variations de la pression atmosphérique en Europe durant les années 1910 à 1919. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 264—291, 1934, Nr. 87. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Ein Vergleich der Messungen der mittleren Luftdruckschwankung von 1910 bis 1919 führte für Europa zu einer Aufteilung in drei Gebiete, die voneinander verschiedene Merkmale aufweisen.

Schmerwitz.

Wacław Wiszniewski. Variations annuelles de la pression durant les années de haute et de basse pression. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 292—309, 1934, Nr. 88. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Eine Zusammenstellung der Ergebnisse der Luftdruckbeobachtungen von 44 Stationen der Erde, die nach Aufteilung in Jahre mit hohen und niedrigen Werten verglichen werden.

Schmerwitz.

Adam Kochański. Les Saints-de-Glace. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 310—320, 1934, Nr. 89. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Vergleich von Temperaturmessungen verschiedener Stationen zur Zeit der Eisheiligen.

Schmerwitz.

Henryk Arctowski. Les hormonepleions et les discontinuités dans les fréquences moyennes des taches solaires. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 321—330, 1934, Nr. 90. Gegenüberstellung des Verlaufs der Sonnenfleckperioden mit Temperaturschwankungen auf der Erde. *Schmerwitz.*

Henryk Arctowski. Notice concernant les discontinuités dans le mode pleional des variations climatiques. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 331—351, 1934, Nr. 91. Der Verlauf der meteorologischen Elemente im Zeitraum von einigen Jahrzehnten wird für eine Reihe von Stationen in Kurven wiedergegeben und auf Periodizitäten und Symmetrien untersucht.

Schmerwitz.

Henryk Orkisz. Relations entre les enrégistremets statoscopiques de la pression atmosphérique et ceux du magnétisme terrestre. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 352—370, 1934, Nr. 92. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Beziehungen zwischen Schwankungen der magnetischen Horizontalintensität und denen des Luftdrucks werden an Hand von Registrierkurven abzuleiten versucht.

Schmerwitz.

Adam Kochański. Le problème de la marche diurne de la pression. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 78—149, 1934, Nr. 81. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Die Arbeit enthält eine Untersuchung der Abhängigkeit der täglichen Luftdruckschwankung von den klimatischen Bedingungen. Hierfür wurden die meteorologischen Meßergebnisse zahlreicher Stationen der gesamten Erde herangezogen und auf gemeinsame oder entgegengesetzte Phasen und Amplituden verglichen. Es zeigte sich, daß je nach dem Gebiet verschiedenartige Witterungsmerkmale bestehen.

Schmerwitz.

Adam Kochański. Marche diurne de la pression à Klagenfurt et au sommet de l'Orbir. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 150—161, 1934, Nr. 82. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Der Vergleich des täglichen Ganges des Luftdrucks in Klagenfurt und auf dem in der Nähe liegenden Gipfel des Obir zeigt bei letzterem die Überlagerung einer zweiten Welle mit einem kleineren Maximum in der Nacht. Diese Veränderung wird durch eine Temperaturinversion, bedingt durch die größere Abkühlung des Gipfels, erklärt.

Schmerwitz.

Henryk Arctowski. Remarques au sujet des variations des marches annuelles de la pression. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 162—173, 1934, Nr. 83. Bemerkung zu den Schwankungen des jährlichen Luftdruckverlaufs.

Schmerwitz.

Henryk Arctowski. Remarques au sujet de la variation annuelle des précipitations atmosphériques. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 174—192, 1934, Nr. 84. Bemerkung zu den Schwankungen der jährlichen Niederschlagsmengen.

Schmerwitz.

Jan Moniak i Stefan Kowalski. Variations de la température dans l'Inde durant les années 1910 à 1919. Comm. Inst. Géophys. Lwów 7, 1—77, 1934, Nr. 80. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.)

Ernest Rod. Résumé météorologique de l'année 1933 pour Genève et le Grand Saint-Bernard. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 102—118, 1934, März/April.

H. Ebert.

S. W. Visser. Halo's in 1933 in Nederlandsch-Indie waargenomen. Naturrk. Tijdschr. Nederl.-Ind. 94, 134—147, 1934, Nr. 2.

Dede.

W. Lange. Winddruckuntersuchungen am Empire State Building. Naturwissensch. 22, 728—730, 1934, Nr. 43. An dem Empire State Building

in New York, das 381 m hoch ist, sind Meßeinrichtungen eingebaut worden, die es gestatten, den auf das Gebäude wirkenden Winddruck an verschiedenen Stellen des Wolkenkratzers, die Gebäudeschwingungen und die Spannungsänderungen in der tragenden Konstruktion laufend zu registrieren. Die Meßgeräte werden beschrieben. Als Voruntersuchung wurden Modellversuche im Windkanal ausgeführt, wobei sowohl das alleinstehende Modell als auch der Einfluß von Nachbargebäuden behandelt wurde. Die Ergebnisse der Windkanalversuche werden mitgeteilt.

Fritz Hänsch.

B. J. Birkeland. Ältere meteorologische Beobachtungen in Vardö. Luftdruck und Temperatur seit 100 Jahren. Geofys. Publ. Oslo 10, Nr. 9, 52 S., 1934. Es sind die Beobachtungen der Normaltemperaturen für die Jahre 1841 bis 1890 und für die Teilperioden 1841 bis 1865 und 1866 bis 1890 neu berechnet und 40 weitere Jahrgänge Beobachtungen hinzugekommen.

H. Ebert.

K. Keil. Der Zustand der freien Atmosphäre über Hamburg während des Polarjahres 1932/33. Ann. d. Hydrogr. 62, 406—411, 1934, Nr. 10. Es wird über den Zustand der freien Atmosphäre über Hamburg an Hand der Temperatur- und Höhenwindmessungen berichtet. Die Temperatur nimmt in der Höhe von August bis Oktober, in den bodennahen Schichten bis November ab (in diesem Monat tritt in der Höhe noch einmal Erwärmung auf). Der kälteste Monat ist der Januar für die unteren, der Februar für die höheren Schichten über 2 km. Nach einer raschen Erwärmung bis zum März tritt im April nochmalige Abkühlung ein. Bei den Höhenwinden erkennt man das Vorherrschen der mäßig starken östlichen Winde im Januar und Februar, die besonders auffallende Drehung der häufigsten Windrichtung im April von Süd (in 2 km) über Südost und Ost nach Nord in 4 bis 5 km, die größte Häufigkeit von Nord- und Ostwinden im Juni 1933, die Drehung von West auf Ost im Juli.

H. Ebert.

R. Scherhag. Die Bedeutung der Divergenz für die Entstehung der Vb-Depressionen. Aerologische Analyse der Wetterentwicklung vom 17. bis 26. Juli 1930. Ann. d. Hydrogr. 62, 397—406, 1934, Nr. 10. Es wird die Wetterentwicklung vom 17. bis 26. Juli 1930 synoptisch-aerologisch untersucht, um die gemeinsamen Merkmale der beiden auf der Zugstraße Vb ziehenden Depressionen herauszuschälen, die sich während dieses Zeitraumes in nur fünftägigem Abstand entwickelten. Beide Male ging den Depressionen eine ausgesprochene Divergenz im Temperaturfeld und im Verlauf der Höhenisobaren voraus. Die Höhenwinde weisen in dem einen näher untersuchten Falle eine Komponente gegen den Gradienten auf und erreichen zugleich eine geringe übergradientische Geschwindigkeit. Mit der durch den Druckfall herbeigeführten Verwandlung der niedrigen Zyklone in ein hochreichendes Tiefdruckgebiet wird die Höhendivergenz beendet und setzt der Zerfall der Depressionen ein, wobei besonders die auffallende Höhenwärme über Südschweden die Ausbildung einer starken Divergenz über der freien Ostsee und damit die Entwicklung eines schweren Sturmes verhindert.

H. Ebert.

Alfred Roschkott. Der Wind auf Berggipfeln und in der freien Atmosphäre. Verallgemeinerte Windrosen für die freie Atmosphäre. Meteorol. ZS. 51, 374—377, 1934, Nr. 10. Aus Gegenüberstellungen der durch die Registrierungen auf dem Sonnblick (3106 m) und Obir (2140 m) und durch Beobachtungen auf dem Schöckl (1430 m) gewonnenen Windrichtungen und -stärken und den den Pilotierungen in den benachbarten Flugwetterstationen Linz, Klagenfurt und Graz entnommenen gleichzeitigen Werten für

dieselben Höhenstufen wird die Beeinflussung des Windes der freien Atmosphäre durch die Gebirge abgeleitet. Die Ergebnisse sind in Windrosen und Tabellen dargestellt. Am Sonnblick werden die Winde, die senkrecht zur Tauernkette wehen, verstärkt, die in Richtung der Gebirgskette wehenden aber geschwächt. Um aus den Pilotierungen, die hauptsächlich nur die Verhältnisse bei Schönewetterlagen wiedergeben, allgemein gültige Windrosen für die freie Atmosphäre ableiten zu können, wird eine Reduktion aus den Beobachtungen der benachbarten Bergstationen unter der Annahme eingeführt, daß das Verhältnis der Häufigkeit einer bestimmten Windrichtung des Gipfelwindes an Pilotagen allein zur Häufigkeit derselben Richtung zu allen Terminen auf dem Berggipfel und in der freien Atmosphäre das gleiche ist.

F. Steinhauser.

J. W. Sandström. Über den Einfluß des Golfstromes auf den Luftdruck und die Luftbewegung in Europa im Winter. Meteorol. ZS. 51, 361—369, 1934, Nr. 10. Die Windrichtung auf den Lofoten steht in Beziehung zum jeweiligen Zustand des Golfstromes und zum Luftdruckunterschied zwischen Island und den Azoren und ist andererseits ein sehr guter Indikator für die Wintertemperaturen in Skandinavien. Zur Feststellung dieser Beziehungen wurden nach dem Beobachtungsmaterial von 1900 bis 1910 für jede Lofotenwindrichtung nach 10°-Stufen Karten der mittleren Luftdruckverteilung und der mittleren Luftströmungen gezeichnet. Wenn nun Daten über den jeweiligen Golfstromzustand aus ozeanischen Expeditionen bekannt wären und die Beziehung zur jeweiligen Lofotenwindrichtung hergestellt werden könnte, so wäre es nach den gezeichneten zugehörigen Wettertypen möglich, aus dem Golfstromzustand auf das Wetter von Europa zu schließen.

F. Steinhauser.

S. Basu and B. N. Desai. A discussion on the structure of the inner zone of some Indian cyclones. Gerlands Beitr. 42, 353—364, 1934, Nr. 4. Die Verff. hatten in einer früheren Arbeit (vgl. diese Ber. 15, 27, 1934) die Verteilung der meteorologischen Elemente im inneren Sturmgebiet einiger tropischer Zyklonen besprochen. Hier wird durch Diskussion der zugehörigen Wetterkarten die Existenz von Fronten und Sektoren mit verschiedenen Luftarten dargelegt, die die unsymmetrische Struktur dieser Zone der Zyklonen verursachen. Wahrscheinlich zeigt sich die unsymmetrische Verteilung der meteorologischen Elemente in der inneren Sturmzone nur in bestimmten Entwicklungsstadien der Zyklonen, während sie in anderen Stadien, z. B. im Okklusionsstadium, nicht zu finden ist.

F. Steinhauser.

P. J. Kipp and Zonen. Actinometer. Journ. scient. instr. 11, 326—328, 1934, Nr. 10. Das beschriebene Aktinometer dient zur Messung der Sonnen- und Himmelsstrahlung und der effektiven Temperaturstrahlung. Es besteht aus sechs als Blenden wirkenden Kupferringen, die zur Mollschen Thermosäule hin enger werden. Schutz gegen Wärme- und Luftströmungen ist vorgesehen. Am Kopf des Gerätes ist ein Revolver für fünf Filter so angebracht, daß die Filter auf der Temperatur des Aktinometers gehalten werden. Als Filter sind OG 1 und RG 2 vom Potsdamer Normalschmelzfluß sowie eine Quarzplatte von 3 mm Dicke vorgesehen. Die Empfindlichkeit ist unabhängig von der Wellenlänge. Um schnelle Nullpunktschwankungen zufolge Wärmewirkungen durch quasiadiabatische Druckänderungen in der Nähe der Thermosäulenoberfläche auszuschalten, ist die Mollsche Thermosäule in zwei gleiche Abschnitte unterteilt, die beide den Temperatur- und Druckeinflüssen ausgesetzt sind, während nur der eine Abschnitt Strahlung aufnimmt. Jeder Abschnitt besteht aus 20 Konstantan-Manganelementen. Das Instrument ist auf einem Azimutkreis nach 10° mit Noniusablesung montiert;

die Höhenverstellung ist auf 0,1° direkt abzulesen. Das Gerät ist so geeicht, daß die Sonnenstrahlung bei 20° C Aktinometertemperatur genau nach $\text{cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ abgelesen wird. Die Temperaturkorrektur beträgt je Grad 2 %. Die Konstanten und Abmessungen des Instruments werden ausführlich mitgeteilt. *J. Flügge.*

Friedrich Lauscher. Beziehungen zwischen der Sonnenscheindauer und Sonnenstrahlungssummen, gültig für alle Zonen der Erde. Wiener Anz. 1934, S. 244—245, Nr. 19. *Dede.*

A. Schmauss. Helm Clayton über Weltwetter und Sonnenaktivität. Meteorol. ZS. 51, 384—386, 1934, Nr. 10. Es werden Zusammenhänge des Wetters in oft weit entfernten Gebieten der Erde aufgezählt, die vermutlich durch Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre bedingt sind. Aktionszentren der Änderungen des Druckes, der Temperatur und des Niederschlages lassen sich in allen Breiten finden. Die Schwankungen ihrer Intensität und ihrer Lage sind mit Änderungen der Sonnenaktivität verbunden. Besonders sei auf die Beispiele hingewiesen, die zeigen, daß Zusammenhänge zwischen Wetterelementen verschiedener Orte oft lange Zeit verfolgt werden können, dann aber sich wieder gänzlich ändern, was für die Begründung einer Langfristvoraussage auf solche Beziehungen sehr unangenehm ist. *F. Steinhäuser.*

Edgar Meyer, M. Schein und B. Stoll. Über eine neue ultraviolette Sonnenstrahlung. Helv. Phys. Acta 7, 670—671, 1934, Nr. 7. Es wird mit Lichtzählrohren nach Schein und Stoll (siehe die nachstehenden Ref.) im kurzwelligen Ultraviolett der Sonnenstrahlung eine an der Erdoberfläche schwache Komponente nachgewiesen, die infolge der Sauerstoffabsorption mit der Höhe sehr stark zunimmt und in der Stratosphäre daher eine sehr beträchtliche Intensität besitzen muß. *Kolhörster.*

M. Schein und B. Stoll. Über die Rayleighsche Zerstreuung des Zenithimmelslichtes. Helv. Phys. Acta 7, 672—674, 1934, Nr. 7. Es ist die Untersuchung des Goetzschen Umkehreffektes im Zenitlicht des Himmels auf drei weitere Wellenlängen (3052, 3024, 2960 Å) mit Hilfe von Lichtzählrohren erweitert worden. Die Messungen erfolgten am Jungfraujoch in 3460 m Höhe. Die Ergebnisse werden durch die vertikale Verteilung des Ozons erklärt. *Kolhörster.*

M. Schein, B. Stoll und N. Schaetti. Ozonbestimmungen über Zürich. Helv. Phys. Acta 7, 674—675, 1934, Nr. 7. Mit Verwendung von Lichtzählrohren wurde der Ozongehalt in den bodennahen Luftschichten über Zürich bestimmt. Es ergeben sich bei normaler Witterung Gehaltsbestimmungen, welche mit denen von Goetz und Ladenburg (Naturwissensch. 19, 373, 1931) in Arosa vergleichbar sind. Zweimal sind anomal hohe Ozonwerte unmittelbar vor Gewitterausbruch gemessen worden. *Kolhörster.*

L. W. Tilton. Variations in refractive index of CO₂-free dry air and a statistical correlation with solar activity. Bur. of Stand. Journ. of Res. 13, 111—124, 1934, Nr. 1 (RP. 695). Der Mittelwert von 40 bis jetzt ausgeführten Bestimmungen des Brechungsexponenten der trockenen Luft für die gelbe Natriumlinie bei 0° C und 760 mm Hg beträgt $n_D = 1,000\,292\,54$. 21 Werte unterscheiden sich vom Mittelwert um $\pm 5 \cdot 10^{-7}$, die übrigen 19 weichen noch stärker ab. Die Abweichungen der Resultate einzelner Autoren sind größer als die möglichen Fehler. Durch die zeitliche Änderung der chemischen Zusammensetzung der Luft lassen sich diese Abweichungen nicht erklären. Kleine Schwankungen der Dichte der Luft sind zwar vorhanden, aber bis jetzt noch nicht auf-

geklärt. Die Werte liegen zwischen 1,292 66 und 1,292 84 g für 1 Liter trockene kohlendioxidfreie Luft. Der Verf. versucht die Änderung des Brechungsexponenten der Luft mit der Sonnenfleckbildung in Zusammenhang zu bringen. Der Vergleich der seit 1857 gemessenen Brechungsexponenten mit der Zahl der jährlichen Sonnenflecke zeigt einen systematischen Gang. Je größer die Zahl der Sonnenflecke ist, um so größer ist der Brechungsindex. Er läßt sich durch folgende Gleichung darstellen: $(n_D - 1) \cdot 10^7 = 2932,2 - 0,15 S$, wobei S die relative jährliche Zahl der Sonnenflecke bedeutet. Die Sonnenflecke sollen die Assoziation der Luftmoleküle oder die Bildung irgendwelcher Gasmische mit einem höheren Brechungsindex an der Erdoberfläche beeinflussen. *Smakula.*

Walter Findeisen. Über Beobachtungen von Luftspiegelungen auf dem Newerker Watt. Ann. d. Hydrogr. 62, 423—426, 1934, Nr. 10. Auf dem in der Umgebung von Newerk (einer Insel an der Elbemündung) gelegenen Watt sind für die Ausbildung von Luftspiegelungen günstige Vorbedingungen gegeben. Verf. veröffentlicht Aufnahmen von solchen Spiegelungserscheinungen über dem Watt, erklärt ihr Zustandekommen und den Einfluß von Konvektionsbewegungen. *H. Ebert.*

F. Rossmann. W. C. Haines, Grüne Strahl-Beobachtung. Meteorol. ZS. 51, 392—393, 1934, Nr. 10. Gelegentlich der Antarktik-Expedition von Byrd wurde in Little America am 16. Oktober 1929 zum erstenmal im Polargebiet der grüne Strahl beobachtet. Er zeigte sich bei Sonnenstand nahezu unter dem Südhorizont über eine halbe Stunde lang immer wieder für einige Sekunden, gelegentlich in Verbindung mit orange und roten Flämmchen an verschiedenen Punkten. Bei diesen Erscheinungen können anomale Refraktionsverhältnisse mitgespielt haben. *F. Steinhauser.*

A. S. E. Ackermann. The skymeter: an instrument for the rapid determination of sill-ratios. Journ. scient. instr. 11, 287—288, 1934, Nr. 9. Das Instrument, das eine rasche überschlagsmäßige Bestimmung zuläßt, wird kurz beschrieben. *Fritz Hänsch.*

Daizô Nukiyama. A Method of Sending Light Signals through Fogs. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 407—409, 1934, Nr. 7. Unter Berücksichtigung der Dispersion des Lichtes, besonders bei Nebel, wird kurz eine neue Methode beschrieben, die es gestattet, Lichtsignale auch durch Nebel hindurchzusenden. *Fritz Hänsch.*

F. Becker. Messungen des Emanationsgehaltes der Luft in Frankfurt a. M. und am Taunus-Observatorium. Gerlands Beitr. 42, 365—384, 1934, Nr. 4. Mit dem Israëlschen Emanometer wurden nach der Differenzmethode Bestimmungen des Emanationsgehaltes von Freiluft und Kellerluft in Frankfurt a. M. (120 m) und auf dem Taunusobservatorium (820 m) durchgeführt. Bei Hochdruckwetterlage war im Tagesgang in Frankfurt in den frühen Morgenstunden ein starkes Maximum des RaEm-Gehaltes in Bodennähe gefunden worden, das in 13 m über dem Boden schon wesentlich abgeschwächt war und erst etwas später eintrat, während auf dem Taunusobservatorium das Maximum am Nachmittag eintrat; dies wird als Wirkung der täglichen Konvektion erklärt. Bei starkem Wind war der RaEm-Gehalt gering und zeigte einen ziemlich ausgeglichenen Tagesgang. Auch bei Westwetter war die tägliche Schwankung nur ganz gering. Im Sommer ist der Em-Gehalt größer als im Frühling, was durch die Bodenbeschaffenheit bedingt ist. An der unteren Grenze einer Inversion ist der Em-Gehalt relativ groß, nimmt aber von dort nach oben rasch auf

sehr kleine Werte ab. Messungen in einem abgeschlossenen Keller zeigten drei Maxima im Tagesgang des Ra Em-Gehaltes um 4, 12 und 18 Uhr und drei Minima um 24, 8 und 16 Uhr.

F. Steinhauser.

H. Israël, Emanation und Aerosol. Gerlands Beitr. 42, 385—408, 1934. Nr. 4. Die Parallelität zwischen der Höhenverteilung der Radium-Emanation und der Kondensationskerne in der Atmosphäre macht die Annahme wahrscheinlich, daß die Radium-Emanation in der Luft nicht „frei“, sondern an die Kerne „gebunden“ (adsorbiert) ist. Daraus zieht der Verf. den Schluß, daß alle bisherigen Emanationsbestimmungen zu kleine Werte ergaben, da beim Austritt der α -Strahlen aus adsorbierten Emanationsatomen und bei ihrem Zusammentreffen mit Kernen Energieverluste auftreten. Ferner können bei der Trocknung oder Filterung der zu untersuchenden Luft Emanation tragende Kerne verlorengehen. Ein Einfluß des Verhältnisses von Radium-Emanationsatomen und Kernzahl zeigt sich auch bei der Kondensationsmethode, beim Ausfrieren der Emanation aus dem Luftstrom. Es wird ausführlich dargelegt, in welcher Art die Bindung der Emanation an Kerne die Messungen fälschen und wie diese Effekte experimentell festgelegt werden können. Auf Grund seiner Untersuchungen empfiehlt der Verf., von Trocknung oder Filterung beim Einsaugen der Luft in das Emanometer abzusehen und die Messung erst 3 bis 4 Stunden nach dem Einlassen auszuführen. Eine bedeutende Fehlerquelle liegt auch in der Verwendung von Gummischläuchen zur Zuleitung der Luft. Die experimentellen Untersuchungen, die die erwarteten Effekte zeigten, werden eingehend besprochen.

F. Steinhauser.

Hans Müller. Über die Behandlung von Mittelwerten aus einem Beobachtungsmaterial von geringem Umfang. Ann. d. Hydrogr. 62, 418—423, 1934, Nr. 10. Es wird eine Methode zur Unterscheidung von Mittelwerten angegeben, wenn die Zahl n der vorliegenden Beobachtungen nicht sehr groß ist. Dafür wird eine Funktion P abgeleitet, die aussagt, ob der Mittelwert der einen Beobachtungsreihe (u) größer ist als der der anderen (v). Im allgemeinen ist die Aussage erfüllt, wenn $P > 0.90$ ist. Als Vorschrift kann gelten: Man bilde die Mittelwerte \bar{u} und \bar{v} , daraus $\bar{u} - \bar{v} = \bar{z}$. Als dann nehme man $u - v - \bar{z}$, quadrierte und summiere ($= S$). Es sei $\sqrt{S \cdot n \cdot (n-1)} = a$ und $\bar{z} a = t$. Die beiden Werte n und t sind die Veränderlichen der Funktion P , für die neben einer ausführlichen Tabelle folgende abgekürzte gegeben wird:

P	$n = 4$	5	6	7	8	9	10	∞
> 0.80	$t > 0.98$	0.94	0.93	0.91	0.90	0.89	0.89	0.85
> 0.90	1.64	1.54	1.48	1.44	1.42	1.40	1.38	1.29
> 0.95	2.35	2.13	2.02	1.94	1.90	1.86	1.83	1.65

H. Ebert.

G. Angenheister. Geophysikalische Erforschung der Rohstofflagerstätten. ZS. f. techn. Phys. 15, 413—417, 1934, Nr. 11. (10. D). Phys.-Tag Bad Pyrmont 1934.)

Scheel.

C. A. Heiland. A demonstration of the geologic possibilities of the resistivity and magnetic prospecting methods. Terrestr. Magn. 37, 343—350 (Bauer-Festschrift), 1932. Es werden einige neuere Anwendungen der magnetischen und der elektrischen Widerstandsmethode beschrieben. Neuere Erfahrungen haben gezeigt, daß Gold nicht nur in magnetithaltigen Seifen, sondern auch in situ magnetisch nachweisbar ist, wenn es z. B. in fein verteilter Form in Gesteinen vorkommt, deren Goldgehalt dem Magnetitgehalt ungefähr entspricht. Ein Beispiel dafür wird erörtert. Die magnetischen Methoden sind in den

Vereinigten Staaten in ausgedehntem Maße angewandt worden, um von Erhebungen des kristallinen Untergrundes begleitete Öl-Antiklinalen zu finden. Auch hierfür wird ein Beispiel gegeben. Die elektrischen Widerstandsmessungen werden mit Erfolg in der Ingenieurgeologie zur Aufsuchung von Zerrüttungszonen und zur Bestimmung der Tiefe von Felsoberflächen unter Deckschichten benutzt, wofür eine Anzahl von Beispielen gegeben werden. Endlich hat man mit der Widerstandsmethode auch beim Aufsuchen von Grundwasser erhebliche Fortschritte gemacht. Einige typische Meßresultate und ihre Deutung werden erörtert. *C. A. Heiland.*

K. Wegener und E. Niederdorfer. Der Maximaldampfdruck über festen Salzen. *Ann. d. Hydrogr.* 62, 415—418, 1934, Nr. 10. Es ist untersucht, mit welcher Geschwindigkeit die einzelnen Salze: NaCl, $MgSO_4$ und $MgCl_2$, in einen mit Wasserdampf gesättigten Raum gebracht, das Wasser aufnehmen. 1 g Trockensubstanz (einschließlich Kristallwasser) nahm bei 26,5 cm²-freier Oberfläche (makroskopisch) 0,0083 g Wasser je Stunde (für NaCl, 140 Stunden lang, dann Abfall), 0,0014 g Wasser je Stunde (für $MgSO_4$, 90 Stunden) und 0,014 g Wasser je Stunde (für $MgCl_2$, nur wenige Stunden). Die maximale Dampfspannung über den einzelnen Salzen wurde bestimmt, indem bei Anwesenheit von P_2O_5 erst getrocknet und dann die Feuchtigkeit langsam gesteigert wurde, bis das Salz erstmalig Wasser aufnahm. So wurden gemessen bei NaCl 76 %, $MgSO_4$ 45 % und bei $MgCl_2$ 35 %. *H. Ebert.*

R. D. Wyckoff and H. G. Botset. An Experimental Study of the Motion of Particles in Systems of Complex Potential Distribution. *Physics* 5, 265—275, 1934, Nr. 9. Für die Anordnung von Bohrlöchern, insbesondere bei der künstlichen Ertragssteigerung durch Ausschwemmen des Ölsands mit Wasser, das diesem durch Hilfsbohrlöcher zugeführt wird, ist es wichtig, die Strömungsverhältnisse in dem Sand zu kennen. Die Verf. stellen sich die Aufgabe, einen experimentellen Anhalt für das Verhalten der Grenzschicht Öl—Wasser zu finden, wenn Wasser in ölhaltigen Sand eindringt. Da es hierbei nicht auf große Genauigkeit ankommt, machen sie unter vereinfachenden Annahmen Modellversuche mit elektrolytischen Modellen über die Bewegung der Grenzschicht zweier Flüssigkeiten mit gleicher Viskosität und Dichte in porösen Medien. Das poröse Medium wird realisiert durch Löschpapier, das mit Kaliumsulfat und einer gesättigten Lösung von Phenolphthalein getränkt ist. Die von der Anode vordringenden OH-Ionen färben das Papier. Durch fortlaufende photographische Registrierung wird der Verlauf der Grenzschicht ermittelt. Um die von der Kathode vordringenden störenden H-Ionen fernzuhalten, schlagen die Verf. zwei Wege ein. Einmal entfernen sie die Kathode so weit von der Anode, daß sie in der Umgebung der Anode die Messungen durchführen können, bevor die störenden H-Ionen dort angelangt sind. Bei der zweiten Anordnung stellen sie die Kathode aus einem porösen Tonzylinder her, der innen mit alkalischer Flüssigkeit gefüllt ist, durch die auch die Spannung zugeführt wird. Hierbei werden die entstehenden H-Ionen sofort neutralisiert. Sie untersuchen den Strömungsverlauf mit verschiedenen Anordnungen von Kathode und Anode, die den verschiedenen gebräuchlichen Anordnungen der Bohrlöcher und der Wasserzuleitungen entsprechen. *Schön.*

Morris Muskat. Two Fluid Systems in Porous Media. The Encroachment of Water into an Oil Sand. *Physics* 5, 250—264, 1934, Nr. 9. Dem Problem, das in der vorstehenden Arbeit experimentell untersucht wurde, sucht der Verf. theoretisch näher zu kommen. Er faßt das Problem des in ölhaltigen Sand eindringenden Wassers als ein Potentialproblem auf, das so formuliert wird: In einem

homogenen Sand ist eine Fläche S_w gegeben, die eine Senke (Bohrloch oder Ausfluß) begrenzt. Diese Fläche ist von homogenem, öhaltigem Sand mit der Viskosität μ_1 umgeben, der seinerseits zu einer gegebenen Zeit t längs einer Fläche S_i von Wasser mit der Viskosität μ_2 umgeben ist. An einer dritten Fläche S_e , die das Wasser begrenzt, herrscht zu der Zeit t eine bestimmte Druckverteilung, durch die das Wasser nach der Fläche S_w getrieben wird. Gesucht ist die Bewegung der Grenzfläche Wasser—Öl S_i . Da es sich um viskose Strömungen handelt, wird der Behandlung des Problems das Gesetz von Darcy zugrunde gelegt, nach dem die Geschwindigkeiten jederzeit dem Druckgradienten proportional sind. Der eindimensionale Fall einer linearen, der zweidimensionale einer radialen und der dreidimensionale Fall einer Strömung mit Kugelsymmetrie werden exakt gelöst, da aus Symmetriegründen die Gestalten der Grenzfläche gegeben sind. Der allgemeine Fall, in dem die Grenzflächen nicht mehr den Äquipotentialflächen folgen, kann nur mit großer Näherung untersucht werden. Insbesondere werden hier die zweidimensionalen Fälle eines Systems mit elliptischen Grenzflächen, eines Systems mit linearer Quelle und punktförmiger Senke und eines Systems mit punktförmiger Quelle und Senke analytisch und graphisch behandelt. Schließlich wird noch die Bedeutung der Ergebnisse für das praktische Problem des Eindringens von Wasser in öhaltigen Sand diskutiert.

Schön.

C. A. Heiland. Advances in technique and application of resistivity and potential-drop-ratio methods in oil prospecting. Bull. Amer. Assoc. of Petroleum Geologists 40, 1260—1336, 1932, Nr. 12. Zur Schürfung auf Erdöl kommen von den geoelektrischen Methoden in erster Linie diejenigen in Frage, bei denen der Potentialabfall eines mittels zweier Elektroden künstlich erzeugten stationären Feldes quantitativ gemessen wird. Eine große Anzahl derartiger Verfahren ist entwickelt und erprobt worden. Dem entsprechen die hierbei angewendeten Apparaturen und technischen Einrichtungen. Die Untersuchungen dienen allerdings zunächst vorwiegend der Klärung der Tektonik schlechthin, denn über die Möglichkeiten, auf diesem Wege Erdöl direkt nachzuweisen, gehen die Meinungen der verschiedenen Autoren noch weit auseinander. Doch liegen eine große Anzahl praktischer Ergebnisse der Untergrundforschung mit diesen Methoden vor. Der Autor beschreibt eingehend die geologischen Voraussetzungen, auf denen diese Methoden basieren, ihr Prinzip, ihre Theorie, die erforderlichen Vorarbeiten, die zur Anwendung gelangenden Apparaturen usw. Die Arbeit ist ein umfassender Bericht über den Stand unserer Kenntnisse und Erfahrungen auf diesem Gebiet.

J. N. Hummel.

J. G. Koenigsberger. Fortschritte der elektrischen Methoden zur Leitfähigkeitsbestimmung in großen Tiefen bei Aufsuchung von Erdöl. S.-A. Petroleum 30, 2S., 1934, Nr. 31. Die verschiedenen bisher angewandten Methoden zur Aufsuchung von Erdöl werden kurz aufgeführt. Sie wurden besonders in den letzten sechs Jahren stark vervollkommen. Die neuen Methoden erlauben, die elektrische Einzelcharakteristik verschieden leitender, flach liegender Schichten bis zu 2 bis 3 km Tiefe zu ermitteln. Neben dem Verfahren von der Oberfläche aus ohne Bohrung werden ferner noch die Methoden der elektrischen Vermessung von Schichten in einer zugänglichen Bohrung erwähnt.

Fritz Hänsch.

Geophysikalische Berichte

P. Heidke. Die russische Beteiligung am Zweiten Internationalen Polarjahr 1932/33. Ann. d. Hydrogr. 62, 482—488, 1934, Nr. 12.

Oskar Hecker. Über ein neues, von Max Müller, Jena, entwickeltes geophysikalisches Aufschlußverfahren. Forschungen u. Fortschr. 11, 12—13, 1935, Nr. 1. *Dede.*

National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union Fifteenth Annual Meeting April 26, 27, 28, 1934. Published by the National Research Council of the National Academy of Sciences. Part I, S. 1—257; Part II, S. 260—633. Washington D. C., June 1934. *Scheel.*

J. C. P. Miller. On a special case in the determination of probable errors. Month. Not. 94, 860—866, 1934, Nr. 9 (Suppl.-Nr.). Behandelt wird der Fall von Mondvariationen in geophysikalischen Elementen (Luftdruck, magnetisches Feld, ...), bei denen der wahrscheinliche Fehler aus den täglichen Mondvariationen selbst zu bestimmen ist. Der gesuchte Vektor R_m wird als Summe der Vektoren L_m und A_m dargestellt, wobei L der täglichen Mondvariation mit konstanter Amplitude und bekannter, aber nicht konstanter Phase entspricht und A_m die Phase $l_m + \Theta_m$ besitzt, wobei Θ_m nicht von l_m abhängt. Der wahrscheinliche Fehler r_0 wird $R \cdot f'(L/R)$. Es wird $R = AS$ gesetzt und für S eine Differentialgleichung aufgestellt und mit Hilfe der Lösung desselben wird $f'(L/R)$ tabuliert. Für L/R gegen l , wenn sich aufeinanderfolgende Phasen um etwa 30° unterscheiden, wird eine ähnliche Funktion f' der Argumente L/R' von 0 bis 12 berechnet und die wahrscheinlichen Fehler beider Funktionen verglichen. *Sättele.*

Harlow Shapley. Some highlights of astronomy during the past year. Science (N.S.) 80, 439—440, 1934, Nr. 2081. In vorliegendem Rückblick werden folgende Arbeiten als wesentlich hervorgehoben: Die letzte Beobachtungsperiode von ζ -Aurigae, Bestätigung des Erdalters von 1,7 Milliarden Jahren aus radioaktiven Eigenschaften kanadischer Felsen durch Kroupa, Neufassung der Relativitätstheorie von Mohamet Suleiman, Verteilung und Durchmesser von Milchstraßen und Eigenschaften von Übermilchstraßen nach Mt. Wilson und Harvard, Auffindung weiterer interstellarer Absorptionslinien in Sternspektren durch Merrill, neue Beiträge zur Analyse atomarer und molekularer Spektrallinien, Aluminiumbelag astronomischer Spiegel und damit gewonnener ultravioletter Spektren, Verlegung der Vatikansternwarte, Vorarbeiten zur Aufstellung des 200 Zöller, bzw. der Instrumente auf Mount Locke, Aufnahmen des ultravioletten Sonnenspektrums auf dem Jungfrauojoch. *Sättele.*

A. Graf. Geophysikalische Messungen. II. Die magnetischen Verfahren. Arch. f. techn. Messen 4, Lieferung 42, V 65—3, 1934. *Dede.*

Günther Boljahn. Weiterentwicklung des Wigandschen Sichtmeßverfahrens, im besonderen auf See. Ann. d. Hydrogr. 62, 429—444, 1934, Nr. 11. Das von Wigand (1919) vorgeschlagene Verfahren zur Messung der Sicht benutzt den Kontrast eines frei vor dem Horizont Himmel erscheinenden Zieles. Ein Anwachsen der Sicht hat eine Steigerung des Kontrastes zur Folge und umgekehrt. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Prüfung der wesentlichen Konstanten des Wigandschen Verfahrens und seiner Verwendung zu Sichtmessungen auf See. Eingangs wird die Theorie der Sicht- und Sichtweitenbestimmung des Wigandschen Sichtmessers wiedergegeben und die in den einzelnen Zweigen der Praxis, wie Luftfahrt, Seefahrt und Meteorologie, gebräuchlichen Begriffsbestimmungen der Sichtweite erörtert. In Betracht kommen

zwei Größen: eine die in der Sichtformel auftretende Konstante σ , die zur Kompensation des Unterschiedes in den Gesetzmäßigkeiten dient, nach denen die Sichtmessertrübung mit der Anzahl der Filter und die Lufttrübung mit der Luftstrecke zunimmt und zweitens der Umrechnungsfaktor (k) von Sicht in Sichtweite, wobei die verschiedenen Auffassungen in Luftfahrt (f), Seefahrt (s) und Meteorologie (m) berücksichtigt werden müssen. Gefunden wurde für σ der Wert $0,062 \pm 0,002$ und für $k_f = 35$, $k_s = 75$ und $k_m = 112$. Im letzten Abschnitt ist die Sicht mit dem Sichtmesser so bestimmt, daß als Ziel der Kontrast zwischen Horizont Himmel und Wasseroberfläche an der Kimm benutzt wurde. Für die hierfür auftretenden Korrekturen ist eine Fluchtlinientafel aufgestellt. *H. Ebert.*

W. Schmidt. Ein einfaches Verfahren zum Verfolgen rasch bewegter Ziele. *ZS. f. Instrkde.* 54, 455—457, 1934, Nr. 12. In einen kleinen runden Spiegel von Taschenspiegelgröße sind zwei konzentrische Kreise und ein durch den Mittelpunkt gehendes Achsenkreuz eingeritzt. Dieser Spiegel wird nun so verschoben, daß das Bild des Ballons stets im Achsenschnittpunkt erscheint, wenn man über eine festangebrachte Visur den Spiegel anvisiert. *Dziobek.*

G. M. Shrum and Ronald Smith. A portable Geiger-Müller tube counter as a detector for radioactive ores. *Canad. Journ. Res.* 11, 652—657, 1934, Nr. 5. Es wird ein für den Geophysiker bestimmter und zum Aufsuchen oder Lokalisieren von Ra-haltigen Erzen geeigneter transportabler Geiger-Müller-Zähler beschrieben. Haupteigenschaften sind Stabilität und niedere Betriebsspannung vereinigt mit großer Empfindlichkeit für γ -Strahlung. Verwendbar in jedem Wetter. Auch für verschiedene andere praktische Zwecke erweist sich die Apparatur als geeignet. *K. W. F. Kohlrusch.*

J. N. Hummel. Das Auflösungsvermögen bei der Koinzidenzregistrierung mit hintereinander geschalteten Zählrohren. *ZS. f. techn. Phys.* 15, 573—575, 1934, Nr. 12; *Phys. ZS.* 35, 997—999, 1934, Nr. 23. 10. D. Phys.-Tag Bad Pyrmont 1934. Das Auflösungsvermögen einer Koinzidenzapparatur mit hintereinander geschalteten Zählrohren hängt von der inneren Zählrohrbeschaffenheit ab. Die Anzahl zufälliger Koinzidenzen läßt auf die Dauer der einzelnen Entladungsstöße schließen. Ihre wirksame Dauer geht bei Luftfüllung nicht unter $3 \cdot 10^{-3}$ sec, kann aber durch Sauerstoff oder Kohlensäurefüllung auf etwa $1 \cdot 10^{-4}$ sec verbessert werden. *Kolhörster.*

L. F. Miller. An Instrument for Continuous Record of Sunshine. *Rev. Scient. Instr. (N. S.)* 5, 405—407, 1934, Nr. 11. Das Instrument zur Registrierung der Sonnenscheindauer besteht aus zwei hohlen Glaskugeln: eine aus Pyrexglas, die andere aus Quarzglas. Im Mittelpunkt beider Hohlkugeln ist je eine Lötstelle eines Thermoelementes angebracht, die mit einem photographisch registrierenden Spiegelgalvanometer verbunden sind. Ohne Bestrahlung würden beide dieselbe Lufttemperatur annehmen und daher keinen Strom liefern. Die in das Innere der strahlungsdurchlässigen Quarzglaskugel eingeführte Lötstelle des Thermoelementes ist von einer kleinen, geschwärzten Silberkugel umgeben, die sie von innen berührt. Bei Sonnenschein wird durch die Bestrahlung die Silberkugel erwärmt und das Thermoelement liefert einen Strom. Aus der Registrierkurve dieses Stromes kann die Sonnenscheindauer abgelesen werden. Vergleichsregistrierungen mit einem vom Weather Bureau verwendeten Instrument wurden durchgeführt. *F. Steinhäuser.*

Erich Haarmann. Um das geologische Weltbild. *Malleo et mente.* XI u. 108 S. Stuttgart, Ferdinand Enke Verlag, 1935. Inhalt: Einleitung. Nur wenige Grundlagen der Geologie sind gesichert. Der Mangel an physikalischer

Geistesschulung. Lassen sich mechanische Gesetze auf die Erdkruste anwenden? Die mechanischen Eigenschaften der Erdkruste. Der Aufnahme- und Wiedergabeapparat „Mensch“. Rückblick. Ausblick. *Scheel.*

S. Kawasaki. Note on the observation of latitude at Greenwich. Month. Not. 95, 33—41, 1934, Nr. 1. Auswertung der Beobachtungen von 1919—1927 ergibt Neubestimmung der Beziehung zwischen Windrichtung und Breitenbeobachtung, sie ist in guter Übereinstimmung mit früherem Wert. Weiter folgt, daß wenigstens ein Teil des Kimuraterms (mehr als die Hälfte) der jahreszeitlichen Schwankung der mittleren Windrichtung zuzuschreiben ist. Auch bei anderen Meridianbeobachtungen besteht eine Beziehung zwischen Windrichtung und astronomischen Daten. Vergleich von Windstärke und Breite läßt vermuten, daß stärkerer Wind den größeren Einfluß auf die Breite hat. *Sättele.*

Ant. de Saedeleer. Zwaartevelddmetingen aan de Rijksuniversiteit de Gent. Wis- en Natuurk. Tijdschr. 7, 67—79, 1934, Nr. 3/4. Anschließung der Schwerkraftmessung in Gent an das Potsdamer System. In Gent ist $g = 981,105$ (Invar) oder $981,130$ (Bronze). Letzterer Wert wird bevorzugt. *de Groot.*

H. Oellrich. Die Eisverhältnisse des Winters 1933/34 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. Ann. d. Hydrogr. 62, 478—482, 1934, Nr. 12. *Dede.*

C. A. Heiland. Einige neuere Anwendungen der Geophysik bei Talsperren- und Grundwasserproblemen. Geol. Rundsch. 23 a, S. 279—303, 1933. Die Arbeit zeigt an einigen Beispielen, in welcher Weise bestimmte geophysikalische Verfahren verwendet werden können, um die Mächtigkeit dünner Deckschichten oder die Tiefe eines Grundwasserspiegels zu ermitteln. Es handelt sich dabei vorwiegend um die Erforschung der obersten Bodenschichten für die Zwecke des Wasserbaues und der Wasserwirtschaft und um die Frage ihrer Verwendbarkeit als Baugrund. Für diese Untersuchungen besonders geeignet hält Verf. die Methoden der elektrischen Widerstandsmessung, die er ausführlich bespricht, und das Laufzeitkurvenverfahren. Die Brauchbarkeit der Methoden wird an Beispielen von wirklich durchgeführten Messungen gezeigt. *R. Köhler.*

C. A. Heiland. Über die seismische Reflexionsmethode. Ergänzungshefte f. angew. Geophys. 3, 282—336, 1933. Verf. beschreibt das seismische Reflexionsverfahren, nachdem er einleitend die geschichtliche Entwicklung desselben und die größere Wirtschaftlichkeit gegenüber dem Laufzeitverfahren mit gebrochenen Wellen besprochen hat. Schwierigkeiten bereitet die einwandfreie Aufzeichnung der Reflexionen. Es gilt, die Amplituden der durch die Deckschicht gelaufenen direkten Wellen möglichst klein, die der reflektierten Wellen möglichst groß zu erhalten. Zu diesem Zweck verlegt man den Sprengschuß unterhalb der Deckschicht in die Tiefe und geht mit den Empfängern in diejenige Entfernung vom Schußpunkt, in der das Amplitudenverhältnis der reflektierten und der direkten Wellen ein Maximum wird. Außerdem müssen die Empfänger so gebaut sein, daß sie für die Frequenz der reflektierten Wellen besonders empfindlich sind. Einige unter diesem Gesichtspunkt gebaute Apparate werden besprochen. Die Berechnung der Ergebnisse und die möglichen Fehlerquellen werden beschrieben und an durchgeführten Beispielen erläutert. Zum Schluß zeigt Verf. die Anwendungsmöglichkeiten des Verfahrens in der Norddeutschen Tiefebene zur Aufsuchung von Öllagerstätten. *R. Köhler.*

A. W. Lee. A world-wide survey of microseismic disturbances, recorded during January 1930. Geophys. Mem. Nr. 62. Meteor. Office,

London 1934. Verf. hat eine vergleichende Bearbeitung der an 57 Erdbebenwarten im Januar 1930 aufgezeichneten Bodenunruhe durchgeführt. Er findet, daß die mittleren Amplituden für beide Horizontalkomponenten angenähert gleich sind. Das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Amplitude beträgt 0,6 bis 3 und hängt von der Schichtung des Untergrundes an der betreffenden Station ab. Aus diesen Verhältniszahlen werden auf Grund von früheren theoretischen Arbeiten des Verf. Untergrundsfaktoren abgeleitet. Division der beobachteten mittleren Amplituden durch den Untergrundsfaktor führt zu „Normal-Amplituden“. Es besteht ein enger Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Tiefdruckgebieten. Die Linien gleicher Normal-Amplitude verlaufen ähnlich wie die gleichzeitigen Isobaren. Je geringer der Druck, um so größer ist im allgemeinen die Bodenunruhe. Der Zusammenhang zwischen Seegang an Steilküsten und Bodenunruhe ist im Januar 1930 weniger gut ausgeprägt.

R. Köhler.

J. Maurer. Die Schwankung der Kompaßnadel in der Umgebung unserer Alpen nach langjährigen Aufzeichnungen. Vierteljahrsschr. d. naturf. Ges. Zürich **79**, 24—28, 1934, Nr. 1/3.

Dede.

G. Siemens. Erdmagnetische Untersuchungen der Elbtalzone zwischen Torgau und Dresden. ZS. d. D. Geol. Ges. **86**, 455—456, 1934, Nr. 8. Ein Bericht über einen auf der Hauptversammlung in Dresden gehaltenen Vortrag. Der südliche Teil der Elbtalzone, der bisher allein durch zu Tage anstehendes Gestein in Aufbau und Entstehungsweise geklärt war, wird durch magnetische Vermessung in dem nördlich gelegenen Gebiet ergänzt. Aus den Isanomalien ließen sich Angaben über Formen und Tiefenlage der Gesteine machen.

Schmerwitz.

Pedro I. Aguerrevere. A study for the development of a field magnetometer based on the principle of the earth inductor. Quarterly **27**, 10—29, 1932, Nr. 3. Die Verwendung des Prinzips des Erdinduktors zur Messung der magnetischen Vertikal-, Horizontal- und Totalintensität sowie der Inklination und Deklination wird erörtert. Einige neuere Vertikal-Magnetometer dieser Art werden mit dem Ziel der Entwicklung zu einem Feldinstrument untersucht. Die Überlegungen führten zu einer Anordnung, bei der auf der beiderseitigen Verlängerung der Achsen, welche den die Spulenachse enthaltenden Ring tragen, zwei Kompensationsmagnete angebracht sind. Diese beiden Magnete sind in einiger Entfernung ebenso gut oder besser geeignet als ein Paar Helmholtz-Spulen, die auf diesem Ring befestigt werden können. Einer der Magnete dient zur Kompensation des „Normalfeldes“ und bleibt fest. Der zweite kleinere wird auf der anderen Schiene so lange bewegt, bis im Nullinstrument durch Stromlosigkeit die Kompensation der Anomalie angezeigt wird. Die Schiene für den größeren Magneten besitzt eine dem Rostpendel ähnliche Einrichtung zur Temperaturkompensation. Diese Anordnung kann als Universalmagnetometer verwendet werden, da die Magnete immer auf der Umdrehungsachse der Spule senkrecht stehen und man diese Achse nur senkrecht zur Richtung der zu messenden Komponenten zu stellen braucht.

Schmerwitz.

William S. Levings. A magnetic survey of the Ralston dike, Jefferson County, Colo. Quarterly **27**, 31—41, 1932, Nr. 3. Die bisweilen aufgestellte Behauptung, daß fast alle geologischen Formationen im Erdfeld normal durch Induktion magnetisiert sind, wird hier an einem in der Nähe der Rocky Mountains liegenden Basaltgang untersucht. Die magnetischen Beobachtungen wurden mit einer Schmidtschen Feldwaage an etwa 300 Profilen quer zum Streichen des Ganges angestellt. Die Störungsamplituden betrugen im Durchschnitt 1500 γ , die extrem negativen Anomalien bis 5500 γ . Trotz der Ein-

fachheit des Ganges ist das Bild der magnetischen Störungen so unregelmäßig, daß eine Beziehung zwischen beiden nicht festgestellt werden konnte. Die Ursache hierfür wird im wesentlichen in der unregelmäßigen Anordnung zahlreicher Einzelpole oder Polreihen gesehen. Für die häufig auf Erhöhungen sich zeigenden stark negativen Anomalien werden Blitzwirkungen als Ursache vermutet. *Schmerwitz.*

P. Rougerie. Analyse harmonique de la variation diurne des courants telluriques Nord-Sud enregistrés à l'Observatoire du Parc Saint-Maur. C. R. 199, 964—966, 1934, Nr. 19. In der Absicht, die tägliche Variation der Erdströme genauer zu erfassen, wurden mit Hilfe der harmonischen Analyse nach der Methode von Labrouste die stündlichen Meßwerte von Mai bis Dezember 1893 zur Untersuchung herangezogen.

Schmerwitz.

J. Fuchs. Die Entstehung der Echos langer Laufzeit (Hals-Echo). ZS. f. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 44, 163—166, 1934, Nr. 5. Es wird gezeigt, daß man für die Langzeitechos einen ionosphärischen Ursprung annehmen kann in Übereinstimmung mit der Ansicht von van der Pol, daß die Verringerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem Medium mit verringerter Dielektrizitätskonstanten hierbei die Hauptrolle spiele. Bei allen Beobachtungen von Langzeitechos treten zwei voneinander unabhängige Wellenzüge, Hauptsignal und Echo, auf, sie können durch Doppelbrechung entstanden sein. Der ordentliche Strahl (Hauptsignal) wird an einer Stelle mit hohem Ionengradienten reflektiert. Der außerordentliche Strahl wird steiler nach oben gerichtet. Der für die Ladungsdichte im Scheitelpunkt dieses außerordentlichen Strahles berechnete Wert fügt sich in die bestehenden Theorien ein und lokalisiert die Vorgänge auf die *F*-Zone der Ionosphäre. Die übrigen Langzeit-Echoeffekte, wie Einfluß von Sonnenfinsternissen, mehrfache Langzeitechos, Verzerrung der Signale, tägliche Periode, Abhängigkeit vom Erdmagnetismus, werden ebenfalls erklärt. *Blechschmidt.*

Roy Witty. Some experimental investigations of the polarization of downcoming wireless waves. Proc. Cambridge Phil. Soc. 30, 540—542, 1934, Nr. 4. Frühere Arbeiten bei kürzeren Wellen hatten gezeigt, daß die Polarisation der an der Ionosphäre reflektierten Wellen zumeist linkshändig ist. Der Verf. machte in England Versuche bei 480 m (North Regional), 1554 m (Daventry) und bei 3840 m (Rugby). Bei 480 m und bei 3840 m Wellenlänge herrschte linkshändige Polarisation vor. Bei 1554 m fand dagegen ein häufiger Wechsel zwischen rechts- und linkshändiger Polarisation statt. *Blechschmidt.*

Cuno Hoffmeister. Leuchtstreifen, Ionisation der oberen Luftschichten und Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. Weltall 34, 19—20, 1934, Nr. 2. Beobachtungen des Verf. zeigen, daß die Ionisationsstörungen der Ionosphäre und damit verbundene Leuchtstreifen am Nachthimmel in keinem ursächlichen Zusammenhang mit Sternschnuppenströmen stehen. Für eine gemeinsame Ursache wird die Hypothese aufgestellt, daß Staubeinbrüche aus dem außerirdischen Raum, die auf den Bahnen der kleinen Meteoriten auftreten, die genannten Erscheinungen hervorrufen. Noch nicht ganz geklärt ist die Ursache des Leuchtens. Wie weit die Staubeinbrüche als Ionisationsstörung Einfluß auf Wetter und Fading beim Rundfunkempfang haben, bedarf noch weiterer Beobachtung.

Winckel.

E. O. Hulburt. Analysis of Recent Measurements of the Ionosphere. Phys. Rev. (2) 46, 822—823, 1934, Nr. 9. Verf. gibt eine Theorie zu der 3. Ionisationszone, der *F*₂-Schicht, die neben der *E*- und *F*₁-Schicht besteht. Nimmt man an, daß der Kern der *F*₂-Schicht über 250 km liegt und der Teil nach der Sonne zu ionisiert und erwärmt wird, so dehnt sich in dieser Region die Atmo-

sphäre aus und Winde blasen in alle Richtungen, indem sie eine Ionisationswelle mit sich nehmen. Ostwärts vom subpolaren Punkt bewegt sich die Welle mit der Erddrehung und ist daher eine große flache Welle, wogegen westwärts sich die Welle gegen die Erddrehung bewegt und dabei gehemmt wird. Dies geht aus Beobachtungen am Äquator und in den gemäßigten Zonen hervor. Die Ultraviolett-Elektronentheorie für die *E*- und *F*₁-Schicht wird als richtig bestätigt. *Winckel.*

Jean Lugeon. Localisation à grande distance des foyers de parasites atmosphériques sans radiogoniomètre. C. R. 199, 1059—1061, 1934, Nr. 20. Sehr weit entfernte Quellen atmosphärischer Störungen lassen sich geometrisch auf Grund von Registrierungen an zwei Orten bei Beachtung von Sprungstellen, die um Sonnenaufgang dort in den Registrierkurven aufgezeichnet werden aus einer Karte feststellen: Es werden die Kreise um jede Empfangsstation eingezeichnet; die die Projektion aller Punkte darstellen, von denen aus die Radiowellen aus der Ionosphäre so reflektiert werden, daß sie unter einem bestimmten Winkel am Empfangsort eintreffen und die Schnittpunkte dieser Kreise mit der Grenzlinie gesucht, die alle Orte in der Ionosphäre (100 km Höhe) verbindet, die zur Zeit des Sprunges in der Registrierkurve zugleich vom ersten Sonnenstrahl aufgehellt wurden. Die Verbindungslinien von jedem der beiden Empfänger mit je einem Schnittpunkt der beiden oben angegebenen Linien schneiden sich in einem Punkt, der die geographische Lage der Störungsquelle angibt. Es wird auf Beispiele hingewiesen und die Durchführung einer solchen Bestimmung auf Grund von Registrierungen während des Polarjahres in Polen und auf der Bäreninsel gegeben. *F. Steinhäuser.*

E. V. Appleton and F. W. Chapman. The Lightning Flash as Source of an Atmospheric. Nature 134, 968, 1934, Nr. 3399. Mit einem Kathodenstrahloszillographen und photographischer Aufzeichnung wird das elektrische Erdfeld in der Nähe einer Gewitterwolke untersucht. Beim Übergang von Blitzen wird die Form der Entladung aufgezeichnet. Drei Wellenfronten, die in ungleichen Zeitintervallen aufeinanderfolgen und ungleiche Amplitude haben, werden beobachtet. Die Schwingungen werden von der Braunschen Röhre aufgelöst, sie sind stark gedämpft und haben gleiches Aussehen. *Lüder.*

Martin Rodewald. Das norddeutsche Hochdruck-Gewitter vom 19. August 1932. 1. Mitteilung. Ann. d. Hydrogr. 63, 23—29, 1935, Nr. 1. Das Gewitter, das am 19. August 1932 nachmittags im ostelbischen Raum zwischen Nordsee und unterer Oder auftrat, ist einer jener sehr seltenen bei hohem Luftdruck. Auch relativ zu den Drucken der Umgebung d. h. im Druckfeld der Wetterkarte vom 19. August, nimmt es einen auffälligen Platz ein. Das Gewitter tritt nämlich an einem Hochdruckgebiet auf, es wandert einen Hochdruckteil — zentral und dem höheren Bodendruck entgegen — mit einer Geschwindigkeit von etwa 100 Stundenkilometer entlang, ja, es überspringt sogar das Hoch von einer Seite auf die andere, und zwar nicht ein belangloses örtliches Teilhoch, sondern ein größeres Gebilde mit ausgeprägtem Stromfeld. Die Begleiterscheinungen des Gewitters sind entsprechend abweichend vom normalen Gewitterablauf; so krimpt der Wind in der Gewitterbö statt auszuschießen; die Druckstufe der Gewitternase geht meist abwärts statt hinauf; vielfach kommt die Bö erst nach dem Gewitter auf, aus dem sie nach rückwärts — entgegen der Zugrichtung des Gewitters — hinausbläst. Die Erscheinungsweise des Gewitters wird in Einzelheiten dargelegt. *H. Ebert.*

E. Mathias. La notion d'impureté dans les foudres globulaires nues. C. R. 199, 1083—1086, 1934, Nr. 21. Verschiedene Färbungen eines Kugelblitzes geben Veranlassung zu Erörterungen über die darin enthaltenen Verunreinigungen. *Schmerwitz.*

L. Vegard and L. Harang. The wavelength of the green auroral line determined by an interferometer method. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr. 1, 1934, 17 S. Apparatur und Methode werden eingehend beschrieben, zur Erzeugung der Interferenzringe dient ein Perot-Fabry-Etalon aus beiderseitig leicht versilberter Quarzplatte der Dicke 2,5 bzw. 5 mm. Optische Daten derselben, Gleichungen zur Wellenlängenbestimmung aus den Ringdurchmessern unter Berücksichtigung von Temperatureinflüssen und Anschluß an die Neonlinie $\lambda 5854$ sind mitgeteilt. Die Mittelwerte der gesuchten Wellenlänge sind $\lambda = 5577,3584 \pm 0,0063$ bzw. $5577,3445 \pm 0,0027 \text{ \AA}$, der 1. Werte ergibt sich aus dem 2,5 mm Etalon, der 2. aus dem 5 mm Etalon, der letztere Wert ist der zuverlässigere, da die Einzelwerte konstanter sind. Mit Hilfe des großen Glasspektrographen ergibt sich $\lambda = 5577,35$. Die grüne Nachlichtlinie ist als identisch mit der Nordlichtlinie erwiesen. Ein Dopplereffekt aus Vergleich von Aufnahmen im magnetischen Zenit und senkrecht dazu kann höchstens $0,006 \text{ \AA}$ betragen. Vergleich der Linienbreiten mit denen der Neonlinie ergibt, daß diese hauptsächlich der geringen Reflexionskraft des Silbers zuzuschreiben ist. Eine Temperaturbestimmung der verantwortlichen Schicht ist mit vorliegender Methode so lange unmöglich, als die natürliche Breite nicht zu ermitteln ist. Reproduktionen sind beigelegt. *Sättlele.*

Walther Bothe. Die Natur der Ultrastrahlungserscheinungen. Forschungen u. Fortschr. 11, 22—23, 1935, Nr. 2. *Dede.*

B. Rossi und S. de Benedetti. Eine neue Komponente der kosmischen Strahlung. Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz. 2 (5), 95, 1934. In Fortsetzung der Untersuchungen über den Ursprung der die showers erzeugenden Strahlung haben die Verff. Messungen in drei Höhen angestellt: auf Meereshöhe (Padua), in 1350 m Höhe (Passo della Mendola) und in 2760 m Höhe (Passo dello Stelvio). Die Intensität dieser Strahlung zusammen mit der harten korpuskularen Primärstrahlung und mit der weichen korpuskularen Sekundärstrahlung wurde beobachtet. Die Intensitäten der die showers erzeugenden Strahlung und der Sekundärstrahlung nehmen mit der Höhe rascher zu als die der Primärstrahlung. Die Verff. halten die die showers erzeugende Strahlung für eine neue Komponente der kosmischen Primärstrahlung. **Schnurmänn.*

Bruno Rossi und Sergio de Benedetti. Eine neue Komponente der kosmischen Strahlung. Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz. 2 (5), 119—122, 1934. Beschreibung der für die vorangehende Mitteilung benutzten Messungen. Vier verschiedene Anordnungen wurden benutzt: a) 3 Zähler vertikal übereinander; b) wie bei a), mit je 4 cm Pb zwischen zwei Zählern; c) dreieckförmige Anordnung der Zähler; d) wie bei c) und Pb-Filter oberhalb der beiden oberen Zähler. Der Unterschied zwischen den Messungen mit a) und b) gibt die Intensität der Sekundär-

Höhe ü. M. in m	I_s/I_p	I_{ps}/I_p
40 (Padua)	$0,39 \pm 0,026$	$0,81 \pm 0,021$
1350 (Mendola)	$0,58 \pm 0,032$	$0,97 \pm 0,03$
2760 (Stelvio)	$0,87 \pm 0,036$	$1,50 \pm 0,039$

strahlung I_s die von 8 cm Pb vollständig absorbiert wird; b) mißt also direkt die Intensität der Primärstrahlung I_p . Der Unterschied zwischen d) und c) liefert die Anzahl der im Pb erzeugten showers und damit die Intensität I_{ps} der sie erzeugenden Strahlung. I_{ps} und I_s nehmen also mit der Höhe stärker zu als I_p . In 2760 m Höhe wurden mit Anordnung d) die Dreifachkoinzidenzen bei verschiedener Dicke des Pb-Schirms gemessen. **Schnurmänn.*

Bruno Rossi und Sergio de Benedetti. Beobachtungen über die sekundären Wirkungen der kosmischen Strahlen unter einem

Wasserschirm. Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz. 2 (5), 93—94, 1934. Orientierende Beobachtungen über Dreifachkoinzidenzen ergaben: 1. Die Zahl der in einem Pb-Filter gegebener Dicke erzeugten „Showers“ wird durch eine Wasserschicht stärker reduziert als die Gesamtzahl der kosmischen Teilchen. Das Verhältnis der Frequenz der Koinzidenzen mit den dreieckförmig angeordneten Zählern mit einem Pb-Schirm von 14 g/qcm und der Frequenz der vertikal angeordneten ist $0,096 \pm 0,004$ unter dem H₂O-Behälter und $0,18 \pm 0,0055$ innerhalb des Instituts. Das Ergebnis ist im Einklang mit der früheren Feststellung der Verff., daß die Zahl der showers mit zunehmender Meereshöhe rascher wächst, als die Gesamtintensität der kosmischen Strahlung. 2. Die Kurve der Frequenz der Dreifachkoinzidenzen mit den „Dreieckszählern“ als Funktion der Schirmdicke verläuft mit und ohne H₂O-Behälter verschieden. Das beobachtete Verhältnis mit 59,5 g/qcm Pb und mit 14 g/qcm Pb ist $0,98 \pm 0,054$ unter dem H₂O-Behälter und $0,53 \pm 0,022$ im Institut. **Schnurmann.*

Angelo Drigo. Über die sekundären Erscheinungen der durchdringenden Strahlung im Blei. I. Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz. 2 (5), 88—89, 1934. Ackemann und Hummel haben zwei Zähler mit parallelen Achsen horizontal nebeneinander angeordnet und die Zweifachkoinzidenzen in Abhängigkeit von der Dicke eines darüber gebrachten Pb-Schirms bestimmt. Sie fanden bei ungefähr 18 cm Pb ein zweites Maximum der Anzahl Koinzidenzen, das weniger ausgeprägt als das von Rossi bei 2 cm Pb gefundene ist. Verf. findet bei Beobachtungen von Dreifachkoinzidenzen (der dritte Zähler liegt unterhalb der beiden anderen) Übereinstimmung mit Rossi, Ackemann und Hummel.

**Schnurmann.*

Angelo Drigo. Über die sekundären Erscheinungen der durchdringenden Strahlung im Blei. II. Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz. 2 (5), 89—91, 1934. (I. vgl. vorst. Ref.) Bei Fortsetzung der Versuche umkleidet Verf. den dritten Zähler mit einem Pb-Mantel (0,9 cm dick). Das erste Maximum wird dadurch höher, das zweite verschwindet. An seine Stelle scheint ein schwaches Minimum zu treten. Möglicherweise findet sich das zweite Maximum bei dieser Anordnung bei größerer Dicke der die Sekundärstrahlung erzeugenden Pb-Schicht.

**Schnurmann.*

Herbert Tielsch. Die Absorption der Ultrastrahlung in verschiedenen Materialien. ZS. f. Phys. 92, 589—614, 1934, Nr. 9/10. Verf. benutzt eine stählerne Ionisationskammer von 3,36 Liter Inhalt, gefüllt mit Argon von 28,4 kg/cm². Die natürliche Zerstreuung betrug 0,3 J, nämlich 0,1 J aus der Aktivität des Betonsockels der Apparatur und 0,2 J als Reststrahlung, die aus Vergleich mit einer ähnlichen Apparatur geschätzt wurde. Die Kammer war stets mit 16,5 cm Blei allseitig gepanzert, um Übergangseffekte zu vermeiden. Beobachtet wird also nur ein verhältnismäßig harter Teil der Höhenstrahlung, der mit Sekundärstrahlen aus dem Blei gesättigt ist. In längeren Meßreihen werden die störenden Faktoren wie Barometereffekt, natürliche Schwankungen usw. bestimmt. Als Absorber wurden benutzt: Pb, Fe, Al, C, Hg und H₂O in Schichtdicken teilweise bis zu 85 cm. Für diese Materialien werden bei wechselnder Dicke der absorbierenden Schicht Intensitätskurven aufgenommen. Aus diesen werden die äquivalenten Schichtdicken der verschiedenen Materialien bestimmt und die Absolutwerte der Absorptionskoeffizienten berechnet. Der Absorptionskoeffizient der Luft wird aus dem Barometereffekt bestimmt. Aus seinen Ergebnissen schließt Verf. auf eine Strahlung geladener Korpuskeln.

Kühn.

B. Gross. Zur Analyse der Absorptionskurve der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 92, 755—758, 1934, Nr. 11/12. Von großer Wichtigkeit

für die Analyse der Absorptionskurve der Höhenstrahlung ist die genaue Bestimmung der Reststrahlung der Ionisationskammern. Auch Unterschiede zwischen den Absorptionskurven der verschiedenen Forscher lassen sich möglicherweise durch Unkenntnis der genauen Reststrahlung erklären. Da nach Verf. die Messung derselben große Schwierigkeiten macht, versucht er, sie aus der Analyse der Absorptionskurve zu bestimmen. Dies Verfahren wendet er auf die Absorptionskurve von Regener und Kramer an. Er betrachtet den Bereich von 80 bis 250 m Wasser, in dem sich nach Regener die beobachteten Werte als Exponentialfunktion darstellen lassen. Es ergibt sich als Mittelwert der Restionisation von 0,841 Volt/Stunde mit einer maximalen Schwankung der Einzelwerte von 4,3 %. Der Wert stimmt gut überein mit der früher von Kramer angegebenen Zahl. *Kühn.*

I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. Victor Neher. A Very High Altitude Survey of the Effect of Latitude upon Cosmic-Ray Intensities and an Attempt at a General Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena. Phys. Rev. (2) 46, 641—652, 1934, Nr. 8. Es werden die Ergebnisse von drei Stratosphären- und zahlreichen Flugzeugaufstiegen in große Höhen in der Breite zwischen Cormorant Lake (63° N) und Peru (4° S) gedeutet. Aus dem Unterschied des Breiteneffektes in Seehöhe und größeren Höhen errechnen Verf. den Gesamtstand der Atmosphäre für einfallende positive oder negative Elektronen zu mindestens 5,3 Milliarden e-Volt. Übereinstimmend hierzu fanden Anderson und Neddermeyer bei Messungen an Elektronen von 40 bis 300 Millionen e-Volt einen Energieverlust von 52 Millionen e-Volt/cm Blei. Bei Annahme der Gültigkeit des Massenabsorptionsgesetzes errechnet sich so ein Widerstand der Atmosphäre von 6 Milliarden e-Volt. Besteht die Höhenstrahlung aus Photonen, so enthalten sie bereits Sekundärelektronen, die sie auf ihrem langen Weg durch den Raum erzeugt haben. Der Hauptanteil der Ionisation in Seehöhe oder größerer Tiefe stammt von Photonen. In der Äquatorzone rührt ein kleiner Teil der Ionisation von einfallenden Sekundärelektronen von etwa 10 Milliarden e-Volt her. Diese verursachen auch die Ost—West-Differenz. Als einzige Quelle der beobachteten Energien kommt nach Verf. Zerstrahlung von Materie in Betracht. Verf. diskutieren diese Verhältnisse ausführlich, auch im Hinblick auf die Wirkung von Nova-Sternen, auf die Baade und Zwicky kürzlich hingewiesen haben. *Kühn.*

Werner Kolhörster und Ludwig Jánossy. Die Richtungsverteilung koinzidierender Höhenstrahlen in Seehöhe. ZS. f. Phys. 93, 111—122, 1934, Nr. 1/2. Mit einer Zweifach-Koinzidenzanordnung in „G“-Abstand wird die Richtungsverteilung koinzidierender Höhenstrahlen in Potsdam (73 m über Meer) gemessen und die Ergebnisse werden nach der Koinzidenztheorie von Jánossy ausgewertet. Dadurch gelingt eine absolute Bestimmung. Die Richtungsverteilung zeigt einen steilen Abfall der Höhenstrahlungsintensität zwischen 20 und 70° Zenitabstand, vor- und nachher verlangsamte Abnahme und aus horizontaler Richtung noch 4 % der vertikal einfallenden Strahlungsstärke. Diese muß auf koinzidenzfähiger Streustrahlung aus den durchsetzten Luftschichten gedeutet werden. Die Richtungsverteilung entspricht in Seehöhe in erster Näherung einer \cos^2 -Verteilung. Die Intensitätsmessungen in absoluten Einheiten lassen eine Neubestimmung der spezifischen Ionisation und anderer Konstanten koinzidierender Höhenstrahlung zu. *Kolhörster.*

H. Kulenkampff. Untersuchungen an Ultrastrahlungskorpuskeln. ZS. f. techn. Phys. 15, 572—573, 1934, Nr. 12; Phys. ZS. 35, 996—997, 1934, Nr. 23. 10. D. Phys.-Tag Bad Pyrmont 1934. Vgl. hierzu H. Maass, Phys. ZS. 35, 858, 1934 (diese Ber. S. 387). *Kolhörster.*

The Stratosphere Balloon and its Use in Scientific Research. Current Science 3, 183—184, 1934, Nr. 5. Bericht über Piccards Buch: Auf 16 000 Meter, meine Fahrten in die Stratosphäre. (Schweizer Aero-Revue, Zürich 1934.)
Kolhörster.

Rolf Bull Engelstad und N. H. Moxnes. Possible Action of Cosmic Rays on Living Organisms. Nature 134, 898—899, 1934, Nr. 3397. Versuche über den Einfluß von Höhenstrahlung auf weiße Mäuse wurden an 438 Individuen über 10 Monate lang ausgeführt und ergeben keinen merklichen Einfluß außer dem, daß das Durchschnittsgewicht der weniger bestrahlten Mäuse um rund 4 % höher lag. Ein Teil der Mäuse wurde in einer Holzhütte am Erdboden, der andere in den Kongsberg-Silber-Minen bei allseitiger Schirmung von 350 m Erz (bas. Hornblende) gehalten. Die Gesamtionisation (α -, β -, γ - und Höhenstrahlung) am Erdboden betrug 8,58 J, im Berg (α -, β -, γ -Strahlen) 4,63 J. Die Differenz 3,95 J soll hauptsächlich auf Höhenstrahlen beruhen, erscheint Referenten aber zu hoch.
Kolhörster.

Arthur H. Compton. Magnitude of Cosmic Ray Bursts. Nature 134, 1006, 1934, Nr. 3400. Verf. bespricht einige sehr große Hoffmann-Stöße, welche von Bennett, Brown und Rahmel in einer mit Argon gefüllten Ionisationskammer auf dem Mount Evans beobachtet wurden. Bei sechs von diesen Stößen war die Anzahl der gebildeten Ionenpaare größer als $3 \cdot 10^6$. Unter plausiblen Annahmen wird daraus gefolgert, daß die Energie dieser Stöße zwischen 10^{11} und 10^{12} e-Volt beträgt, also Energien, welche man bei den härtesten Höhenstrahlen, wie sie unter 600 und mehr Meter Wasser beobachtet werden, antrifft. Solche Energien entsprechen Atomgewichten von 100 bis 1000, so daß so hoch energiereiche Strahlen von keiner Art einfachen Kernprozessen herrühren können (vgl. W. Kolhörster. Phys. ZS. 34, 809, 1933).
Kolhörster.

S. N. Vernoff. On the Study of Cosmic Rays at the Great Altitudes. Phys. Rev. (2) 46, 822, 1934, Nr. 9. Mit einer transportablen 2 Zählrohr-Koinzidenzanordnung, bei welcher 2 cm Blei zwischen den Zählrohren sich befanden, wurden bei einem Flugzeugaufstieg bis etwa 5800 m in der Nähe von Petersburg die Zunahme der Einzelstöße und Koinzidenzen mit der Höhe gemessen. Die Ergebnisse, je etwa 7 Einzelwerte, graphisch dargestellt, sollen in Übereinstimmung mit Messungen Johnsons sein (T. H. Johnson, Phys. Rev. 45, 569, 1934). kleinere Werte als Ionisationskammermessungen ergeben und einen mittleren Fehler von 10 bis 20 % bei Koinzidenzen aufweisen.
Kolhörster.

J. C. Stearns und Darol K. Froman. The Azimuthal Asymmetry of Cosmic Radiation on Mount Evans, Colorado. Phys. Rev. (2) 46, 535—536, 1934, Nr. 6. Die West—Ost-Asymmetrie der Höhenstrahlung wurde auf dem Mount Evans (Colorado) 4400 m hoch mit dreifachen Koinzidenzen gemessen. Es ergab sich:

Zenitabstand	W/E-Intensitätsverhältnis
15°	1,016
30	1,021
45	1,019

Kolhörster.

J. C. Street and R. T. Young, Jr. Transition Effects in the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 46, 823—824, 1934, Nr. 9. Es wird über Messungen des Übergangseffektes Luft—Blei bei Höhenstrahlung in Cambridge (Barometer 76 cm, 53° magn. Nord), Lima (Barometer 76 cm, 1° magn. Süd), Huancayo (Barometer 51,3 cm, 1° magn. Süd) und Cerro de Pasca (Barometer 45 cm, 1° magn. Süd) mit einer Ionisationskammer (Argon, 30 Atmosphären) und Röhrenvoltmeter berichtet.
Kolhörster.

W. F. G. Swann. The Relation of the Primary Cosmic Radiation to the Phenomena Observed. *Phys. Rev.* (2) **46**, 828—829, 1934, Nr. 9. Es wird die Hypothese diskutiert, daß die primäre korpuskulare Höhenstrahlung nicht eher Ionen erzeugt als bis ihre Energie durch Schauerbildung unter einen bestimmten kritischen Wert gesunken ist. Hiermit wird versucht, die noch unveröffentlichten Ergebnisse von Montgomery und Frau zu erklären. Diese haben Hoffmann-Stöße in Blei in Seehöhe, in Colorado Springs und auf dem Pikes Peak gemessen und eine weit stärkere Zunahme der Stöße mit der Höhe gefunden als sie nach dem Absorptionskoeffizienten der weichsten Höhenstrahlen zu erklären wäre. *Kolhörster.*

A. H. Compton, E. O. Wollan and R. D. Bennett. A Precision Recording Cosmic-Ray Meter. *Rev. Scient. Instr.* (N.S.) **5**, 415—422, 1934, Nr. 12. Beschreibung einer registrierenden Ionisationsapparatur. Ionisationskammer aus Stahl, kugelförmig, 19,3 Liter Inhalt mit gereinigtem Argon von 50 Atm. gefüllt. Der Ionisationsstrom wird kompensiert durch den Strom einer im Innern der Ionisationskammer angebrachten Hilfskammer, welche durch β -Strahlen von metallischem Uran hervorgerufen wird. Diese β -Strahlen werden durch die 3 mm starken Messingwände der Hilfskammern vollständig absorbiert, aber die γ -Strahlen des Urans tragen zur Reststrahlung der Hauptkammer etwas bei. Der Temperatureffekt auf die Ionisation des hochkomprimierten Argon ist gering. Die Ausschläge des Lindemann-Elektrometers werden gleichzeitig mit Luftdruck und Temperatur des Instrumentes auf Film registriert. Um die Ionisationskammer kann Bleischrot gebracht werden, so daß die gesamte Abschirmung 12,0 cm Blei entspricht. Angaben über die von $\text{RaC-}\gamma$ -Strahlen in Argon, gereinigtem Argon und Luft bis zu 100 Atm. Druck folgen, sowie Einzelheiten über Messungen mit der Apparatur. *Kolhörster.*

Josef A. Priebisch. Druckabhängigkeit des Restionisationsstromes in verschiedenen Gasen. *ZS. f. Phys.* **93**, 22—34, 1934, Nr. 1/2. Der Reststrom einer Ionisationskammer von 4 Liter Rauminhalt der Kolhörsterschen Form wurde mit Gasfüllungen verschiedenen Druckes (bis 15 Atm.) durch Versenken in 235 m Wassertiefe (Bodensee) gemessen. Nach anfänglichem Anstieg und Überschreiten eines Maximums (Ar 2, CO₂ 0,4, Luft 0,7, He 4 Atm.) steigt der Reststrom abermals gegen ein — flacheres — Maximum (Ar bei 15, CO₂ bei 8, Luft über 15 Atm.). Der Absolutbetrag ist in Ar etwa doppelt so groß wie in Luft und CO₂. Die Verschiedenheiten der Druckkurven für die verwendeten Gase werden diskutiert und ausreichende Gründe dafür im verschiedenen Verhalten der betreffenden Gase gegenüber α - und β -Strahlung (denen die beiden Maxima zuzuschreiben sind) gefunden. Die Ergebnisse werden zu Hinweisen auf möglichst günstige Füllungsbedingungen von Strahlungsapparaten verwertet.

Priebisch.

George E. R. Deacon. Nochmals: Wie entsteht die Antarktische Konvergenz? *Ann. d. Hydrogr.* **62**, 475—478, 1934, Nr. 12. Im Anschluß an Sverdrups Veröffentlichung (s. diese Ber. **15**, 1971, 1934) teilt Verf. die auf der Zirkumpolarfahrt des Forschungsschiffes „Discovery II“ gewonnenen Erkenntnisse mit. Diese stehen im Gegensatz zu den bisherigen Erklärungen. Die Vertikalschnitte des antarktischen Meeres nämlich lassen erkennen, daß sowohl für die Existenz der Konvergenz, als auch für ihre Lage die Bewegungen des Tiefen- und Bodenwassers maßgebend sind: diese entscheiden über den Verlauf der Oberflächen-Strömungen. Im vertikalen Querschnitt des antarktischen Meeres sind verschiedene Schichtungen mit verschiedenen Strömungsrichtungen beobachtet: ein nach Norden (zum Äquator hin) gerichteter antarktischer Bodenstrom, ein entgegen-

gesetzt fließender warmer Tiefenstrom, ein wieder nach Norden gerichteter antarktischer Zwischenstrom und ein antarktischer Oberflächenstrom. *H. Ebert.*

Wilhelm Schmidt. Ein Jahr Temperaturmessungen in 17 österreichischen Alpenseen. Wiener Ber. 143 [2 a], 431—452, 1934, Nr. 7. *Dede.*

F. Lüth. Zur Frage der Messung der Lufttemperatur auf See. Ann. d. Hydrogr. 62, 473—475, 1934, Nr. 12. Es sind auf See Thermometer (zwei Hütten-, ein Bordthermometer und ein Assmannsches Aspirationspsychrometer) verglichen worden. Dabei sind die verschiedenen Einflüsse (Strahlung der Sonne und des Schiffskörpers, Durchlüftung) untersucht. *H. Ebert.*

Heinz Lettau. Turbulente Schwankungen von Wind und Temperatur in der bodennahen Luftschicht als Austauschproblem. Ann. d. Hydrogr. 62, 469—473, 1934, Nr. 12. Windgeschwindigkeit, Temperatur und vertikaler Temperaturgradient sind zur Untersuchung ihrer turbulenten Schwankungen elektrisch gemessen und registriert worden. Aus den Ergebnissen zieht Verf. die Folgerung, daß die turbulente Natur des Windes keinesfalls, auch nicht zu einem irgendwie nennenswerten Anteil auf thermischen Ursachen beruht. Es folgen Betrachtungen (zum Teil hydrodynamischer Natur) und Hinweise auf Erklärungsversuche für die Tatsache, daß Wärme stärker als Geschwindigkeit ausgetauscht wird. *H. Ebert.*

K. R. Ramanathan and K. P. Ramakrishnan. Discussion of results of sounding balloon ascents at Poona and Hyderabad during the period October 1928 to December 1931. Mem. India Meteor. Dep. 26, 51—77, 1934, Nr. 4. Die durch Ballonaufstiege festgestellte monatliche Höhenverteilung der Temperatur, Feuchtigkeit, des Druckes, sowie der abgeleiteten Größen der Dichte und der potentiellen Temperatur über Poona und Hyderabad werden in Kurven- und Tabellenform mitgeteilt. *H. Ebert.*

M. Bossolasco. Das Strömungssystem der Luft über Mogadischu ($\varphi = 2^{\circ} 02' \text{ N.}$; $\lambda = 45^{\circ} 21' \text{ E. Gr.}$). ZS. f. Geophys. 10, 360—368, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934. *Scheel.*

Lucia Venturelli. Grenzflächen zwischen kalten und warmen Luftmassen und die Druckverteilung. Meteorol. ZS. 51, 397—401, 1934, Nr. 11. Zur Festlegung der Diskontinuitätsflächen wurden aus aerologischen Beobachtungen an 13 europäischen Stationen die Mittelwerte der Temperaturen in verschiedenen Höhenstufen für jeden Aufstiegstag berechnet und in drei durch Europa gelegten Vertikalschnitten durch die Atmosphäre die Grenzlinien zwischen den Gebieten mit positiven und denen mit negativen Abweichungen gezeichnet. Daraus läßt sich die Lage der Diskontinuitätsflächen rekonstruieren. Abgesehen von drei Fällen wurde die Verteilung der warmen und kalten Luft immer der Bjerknesschen Zyklonentheorie ziemlich entsprechend gefunden. Die Untersuchungen wurden für 154 Aufstiegstage durchgeführt. *F. Steinhauser.*

Friedrich Lauscher. Vom Klima der Packeiszone. Referat über die Forschungsergebnisse der Norwegischen Nordpolarexpedition mit der „Maud“, 1918 bis 1925, erstattet nach den Veröffentlichungen von H. U. Sverdrup. Meteorol. ZS. 51, 401—408, 1934, Nr. 11. Die „Maud“ kam auf ihren Fahrten bis 82° nördl. Breite. Über die dabei angestellten Beobachtungen über aerologische Verhältnisse, Temperatur, Feuchtigkeit, Niederschlag, Rauheis, Nebel und Dunst, Wolken und Bewölkung und über die Zirkulation der Luft wird ausführlich berichtet. Die Ergebnisse sind für das ganze Gebiet in einer Klimatabelle zusammengefaßt. Hervorzuheben wäre, daß nach diesen neuen Beobachtungen die 5° -Isotherme im

Juli nicht so hoch nach Norden reicht, als bisher angenommen wurde, sondern bis an den Rand des Eismeres zurückgeschoben werden muß. Aus der Energiebilanz von Ausstrahlung und Wärmezufuhr von unten her berechnet Sverdrup für die Dunkelzeit als tiefste Temperatur über Eis — 50°, über Schnee in arktisch-kontinentalen Lagen — 75°. Die Feuchtigkeit wurde psychrometrisch mit Thermoelementen bestimmt; sie betrug im Durchschnitt im Winter 100 %, im Sommer 95 %. Die polare Hauptinversionsschicht begann im Februar 130 m und im Juli 540 m über dem Boden.

F. Steinhauser.

R. Scherhag. Über die Niederschlagsbildung an Fronten. Der Frontalregen im Warmluftgebiet vom 3./4. Januar 1932. Ann. d. Hydrogr. 63, 30—37, 1935, Nr. 1. Es wird ein Fall beschrieben, bei dem die Aufgleittheorie versagt, da die stärksten Niederschläge gerade innerhalb der Warmluft eintreten, wo für Aufgleitprozesse kein Anlaß gegeben war. Dagegen zeigt sich bei dem Dauerregen vom 3. bis 4. Januar 1932 ein enger Zusammenhang zwischen der Ausbildung der frontalen Konvergenz und der Regenintensität. Die räumliche Analyse der Strömungsverteilung führt zu dem Ergebnis, daß eine starke Vertikalbewegung gerade innerhalb der Warmluft vorhanden sein muß und daß nur diese aufsteigende Strömung überhaupt die Entstehung der scharfen quasistationären Konvergenzzone zuläßt. Die Ursache für die aufsteigende Strömung innerhalb der Warmluft, die zweifellos erst die Ausbildung der Konvergenz ermöglicht, kann mit den wenigen aerologischen Beobachtungen nicht in allen Einzelheiten restlos geklärt werden, doch geht aus den vorliegenden Höhengaufstiegen in Verbindung mit der Luftmassenverteilung schon deutlich hervor, daß eine obere Divergenz erst zur Ausbildung der unteren Konvergenz Anlaß gibt.

H. Ebert.

Gerhard Castens. Die Temperatur-Wetterhaftigkeit in Hamburg und ihr jährlicher Gang. Ann. d. Hydrogr. 63, 47—51, 1935, Nr. 1. Es sind die mittleren Differenzen zwischen den je zwei höchsten und niedrigsten zu jeder Tagesstunde für alle Monate der Jahre 1881 bis 1930 gemessenen Temperaturen, also der tägliche Gang der Wetterhaftigkeit, berechnet worden.

H. Ebert.

Fritz Wagner. Über Temperaturen am und im Schiff. Beobachtungen auf dem Flugzeughilfsschiff D. „Westfalen“. Ann. d. Hydrogr. 63, 38—40, 1935, Nr. 1. Die Strahlungserwärmungen der Schiffswände und Decksplatten ist wesentlich abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit und der Belüftung. Zur Messung der Temperatur von der das Schiff unmittelbar umgebende Luft ist immer ein Ort auf dem Schiff zu wählen, an den nur Luft hingelangt, die noch nicht mit dem Schiff in Berührung war. Die Lufttemperatur im Innern des Schiffes ist mittags sehr eng an die Temperatur der Außenwände gekoppelt.

H. Ebert.

D. Eropkin. On the Distribution of Energy in the Ultra-Violet Solar Spectrum as inferred from the Photochemical Theory of the Ozone Equilibrium in the Earth's Atmosphere. Phil. Mag. (7) 18, 838—841, 1934, Nr. 121. Unter der Annahme, daß im Jahresmittel der Ozongehalt in verschiedenen geographischen Breiten konstant ist, wird aus Berechnungen nach Chapman's Gleichungen für die Ozonvariation mit Zugrundelegung von Dobson's Angaben über den mittleren Ozongehalt an verschiedenen Orten und den Strahlungsintensitäten an diesen Stellen geschlossen, daß das ultraviolette Sonnenspektrum der Planck'schen Kurve entspricht, wenn die mittlere Höhe der Ozonschicht 20 km beträgt; die Ultraviolettenergie des Sonnenspektrums müßte aber fünfmal größer sein, wenn die mittlere Höhe der Ozonschicht 50 km ist.

F. Steinhauser.

W. Jahn. Über die Frequenz- und Richtungsverteilung der Strahlung in der Sonnenatmosphäre. *Astron. Nachr.* **253**, 377—408, 1934, Nr. 6067. Für die äußeren Schichten eines Sternes werden die Gleichung des Strahlungsgleichgewichtes, die Differentialgleichung des Strahlungsstromes und Lösungen dazu angegeben. Unter Zugrundelegung der von Russell angegebenen Anzahl der Atome der Sonnenatmosphäre werden für das Spektralgebiet von $\lambda = 2000$ bis 8000 \AA Anzahl und Lage der Absorptionskanten und die Absorptionskoeffizienten für die drei Temperaturen 5600 , 6200 und 6830° berechnet. Der Absorptionskoeffizient zeigt ein starkes Anwachsen gegen den kurzwelligen Bereich. Den Hauptanteil an der Absorption tragen Mg, Fe, Al, Ca, Na, K, H und Si. Die Richtungsverteilung der Gesamtstrahlung (Strahlung am Rand nur 40 % der zentralen Strahlung), der Einfluß der induzierten Emission, die Randverdunkelung in den einzelnen Wellenlängen und die spektrale Zusammensetzung des Netto-Strahlungsflusses in den einzelnen optischen Tiefen werden eingehend untersucht.

F. Steinhäuser.

Heinrich Gutersohn. Sonnenstrahlung und Bergschatten auf dem Gebiet der Stadt Zürich. *Vierteljschr. d. naturf. Ges. Zürich* **79**, 1—11, 1934, Nr. 1/3.

Dede.

J. Cabannes. Considérations théoriques sur la luminescence des hautes couches de l'atmosphère. *C. R.* **199**, 909—911, 1934, Nr. 19. Zur Erklärung der durch Spektralanalyse des Nachthimmelslichtes festgestellten Strahlung atmosphärischen Ursprungs wird die Existenz von metastabilem Stickstoff $N_2(\text{Ar})$ und Ozon O_3 in den hohen Atmosphärenschichten in Betracht gezogen, deren Bildung durch Ströme sekundärer Elektronen nach Dauvillier verursacht wird. Diese Gase werden durch die Luftströmungen auch in tiefere Schichten geführt; das Leuchten des Nachthimmels stellt sich danach als Phosphoreszenzerscheinung des Gasgemisches $N_2(\text{Ar})$, O_3 , O_2 und H_2O dar. Die Herkunft der wichtigsten Spektrallinien des Nachthimmelslichtes wird damit im einzelnen durch Anregung durch den Zusammenstoß zwischen den Elektronen und Atomen und Molekeln erklärt.

F. Steinhäuser.

V. Fesenkoff (Fessenkoff) and E. Piaskovskaja. The brightness of the diurnal sky and the scattering of light in the atmosphere. *C. R. Leningrad* **4**, 1934, Nr. 3, russisch S. 129—131, englisch S. 131—132. Die photometrischen Messungen ergeben folgende Himmelselligkeit:

$$\varphi(z, \zeta) = (p^{\sec \zeta} - p^{\sec z}) \sec z : (\sec z - \sec \zeta) \text{ für } z \neq \zeta$$

und

$$\varphi(z, \zeta) = p^{\sec \zeta} \ln p \sec \zeta \text{ für } z = \zeta,$$

wo p die atmosphärische Transparenz, ζ bzw. z die Zenitdistanzen von Sonne bzw. betrachteter Stelle. Stärke des Streulichtes in Einheiten des Streulichtes bei 90° für $\zeta = 36$ bis 80° und den Winkelabständen von der Sonne $\delta = 15$ bis 110° ist angegeben. Hingewiesen wird auf Asymmetrie in Abhängigkeit von der Zenitdistanz sowie auf gewisse Übereinstimmung der Kurven mit Rocards Theorie bei Streupartikelhalbmesser von $0,1 \lambda$ für $\delta > 20^\circ$. Für kleinere δ ist die beobachtete Kurve gegenüber der Theorie stark verlängert und kann nicht durch Kombinationen von Partikelgrößen nach den Theorien von Rocard und Mie erklärt werden.

Sättele.

N. Dneprovsky. Sunspot Number and the Refractivity of the Air. *Nature* **134**, 853—854, 1934, Nr. 3396. Der Verf. bestreitet die von L. W. Tilton behauptete Abhängigkeit des Brechungs-exponenten trockener Luft von den Sonnenfleckenrelativzahlen. Er findet nur ganz kleine positive Korrelation zwischen den

Sonnenfleckenzahlen und den aus astronomischen Beobachtungen abgeleiteten Brechungsexponenten der Luft, während Tilton eine bedeutende negative Korrelation auf Grund der verschiedenen Bestimmungen des Brechungsexponenten trockener Luft behauptet hatte.

F. Steinhauser.

Chr. Jensen. Bemerkungen zu einigen neueren, u. a. die neutralen Punkte berücksichtigenden Veröffentlichungen von Heinrich Voigts-Lübeck. *Meteorol. ZS.* 51, 427—430, 1934, Nr. 11. Verf. weist darauf hin, daß die von Voigts aus den Vergleichsmessungen der Polarisation in Lübeck und Travemünde gezogenen Schlüsse nicht zwingend sind, da die gemittelten Beobachtungen nicht gleichzeitig und meist nicht einmal im selben Luftkörper angestellt worden sind. Eingehend wird auch dargelegt, wie kritisch man bei Beurteilung des Einflusses von Trübungsschichten auf den Gang der neutralen Punkte sein muß und es werden verschiedene diesbezügliche Beobachtungen diskutiert.

F. Steinhauser.

Fr. Roggenkamp. Weiteres zu den Voigtsschen Polarisationsbeobachtungen aus dem Jahre 1933. *Meteorol. ZS.* 51, 430—431, 1934, Nr. 11. Zeichnet man den Verlauf der Abstände der Punkte von Arago und Babinet für einzelne Meßreihen in ein Koordinatenpapier, so zeigt sich, daß sich beide Kurven in charakteristischer Abhängigkeit von den Luftkörpern schneiden, und es läßt sich der Schluß ziehen, daß das Schneiden in optisch reineren Perioden später einsetzt als in getrüberten. Aus einem Vergleich der Abstände des Arago'schen Punktes nach Messungen in Lübeck und in Hamburg ergibt sich ein verhältnismäßig größerer Reinheitsgrad der Atmosphäre über Lübeck.

F. Steinhauser.

W. M. Smart. A new method of determining the atmospherical extinction factor in photoelectric photometry. *Month. Not.* 94, 839—846, 1934, Nr. 9 (Suppl.-Nr.). Die vom Verf. beschriebene Methode der wichtigen Bestimmung des für die Nacht geltenden atmosphärischen Extinktionskoeffizienten beruht darauf, daß unter Voraussetzung voller Konstanz der lichtelektrischen Zelle sowie der angelegten Spannung die Zeit T , welche der Faden zum Durchlaufen eines bestimmten Bereichs der Mikroskopskale gebraucht, abgesehen von der extraterrestrischen Intensität eines Sternes nur von seiner Zenitdistanz z und der Lufttransparenz abhängt. Smart geht aus von folgender, *Month. Not.* 94, 115, 1934 angegebenen Gleichung: I: $\log T/T_0 = 2/5 \cdot f \cdot \sec z$, wo T_0 der vom Faden bei Fortfall jeder atmosphärischen Extinktion (bzw. Absorption) benutzten Zeit entspricht. Das ergibt für $T_0 = x$: Ia: $\log T - x = 2/5 \cdot f \cdot \sec z$. Entsprechend gelten für zwei Sterne S_1 und S_2 : II: $\log T_1 - x_1 = 2/5 \cdot f \cdot \sec z_1$ und III: $\log T_2 - x_2 = 2/5 \cdot f \cdot \sec z_2$. Voraussetzung ist natürlich, daß der Extinktionskoeffizient für die z_1 und z_2 entsprechenden Himmelsrichtungen der nämliche ist, was jedenfalls für zwei nahe beieinander stehende Sterne immer mit genügender Annäherung gilt. Eliminiert man f aus II, setzt es in III ein und multipliziert mit $\cos z_2$, so erhält man IV: $x_1 \cos z_1 - x_2 \cos z_2 = \cos z_1 \cdot \log T_1 - \cos z_2 \cdot \log T_2$. Da man kurz darauf am nämlichen Abend — oder noch besser an einer Reihe von Abenden — für andere z bzw. für andere entsprechende T ähnliche Gleichungen der nämlichen Form gewinnen kann, lassen sich x_1 und x_2 — allgemein x — sehr genau bestimmen. Bezeichnet man das der Zenitdistanz 0° und dem normalen Extinktionskoeffizienten f_0 entsprechende T mit τ , so gilt IV: $\log \tau - x = 2/5 \cdot f_0$. Durch geeignete Kombination von Ia mit IV (Ia — IV multipliziert mit $\cos z$) ergibt sich als Endformel V: $f = 5/2 \cdot \cos z \cdot \log T/\tau + f_0 \cdot \cos z$. Weiteres muß aus der Arbeit ersehen werden.

Chr. Jensen.

Jacques Duclaux. Transparence de l'air pour la lumière de Wood. C. R. 199, 1328—1329, 1934, Nr. 23. In Fortsetzung früherer Arbeiten (s. diese Ber. 14, 1606, 1933), in denen gezeigt wurde, daß die Durchlässigkeit der Luft für die Wellenlänge 3682 Å theoretisch berechnet (nach Rayleigh) und experimentell bestimmt, nicht übereinstimmt, wird auch in der vorliegenden weiteres Material beigebracht. Es erscheint nunmehr nötig, die Theorie zu modifizieren. *H. Ebert.*

W. E. Knowles Middleton. Sichtweite bei Mondlicht, Sternenlicht und Dämmerung. Meteorol. ZS. 51, 425—427, 1934, Nr. 11. Aus der Grundformel für die Sichtweite $S = \sigma^{-1} \ln(1/\epsilon)$, wo σ den verallgemeinerten Schwächungskoeffizienten der Atmosphäre und ϵ die Kontrastschwelle bedeutet, wird für die Sichtweite eines Objektes maximalen Kontrastes ein Abfall von 5 km bei Tag auf 3,6 km bei Vollmondlicht und auf 1,05 km bei Sternenlicht berechnet. Auf Grund von Messungen der Beleuchtung einer horizontalen Fläche während der Dämmerung wird der Abfall der Sichtweite von 20 bzw. 10 und 5 km bei Tag für Toronto berechnet. In der ersten halben Stunde nach Sonnenuntergang nimmt die Sichtweite nur ganz wenig ab, dann aber stärker bis auf einen Wert, der dem Sternenlicht entspricht und nach mehr als ein und einer halben Stunde nach Sonnenuntergang erreicht wird. *F. Steinhauser.*

Wilhelm Schmidt. Ventilation bei Temperaturmessung schädlich? Meteorol. ZS. 51, 431—432, 1934, Nr. 11. Dort wo es sich um Feststellung einer Temperaturschichtung besonders im Gebiete des Klein- und Mikroklimas handelt, ist die Ventilation bei der Temperaturmessung schädlich, da Luft aus verschiedenen Schichten herangezogen und die Schichtung gestört wird, und zwar in jedem Fall, unabhängig von der Richtung, in der angesaugt wird. Für die Art des Zustromes der Luft zur Öffnung des Saugrohres werden einige Beispiele angeführt. *F. Steinhauser.*

Walter Grundmann. Über die Nullpunktsänderung der Thermometer in Abhängigkeit der Alterung von Glas und Temperaturindikator unter besonderer Berücksichtigung der in der Meteorologie vorkommenden Temperaturbereiche. Ann. d. Hydrogr. 62, 488—493, 1934, Nr. 12. Nullpunktsänderungen und Einfluß des Verhaltens der Füllflüssigkeit werden behandelt. *H. Ebert.*

Walter Grundmann. Beiträge zur Haarhygrometrie. ZS. f. Instrkde. 54, 441—451, 1934, Nr. 12. Nach Aufzählung der zu behandelnden Fragegruppen (Einfluß von Dehnung, Temperatur, Dämpfe; Einstellfähigkeit, Trägheit und Verwendbarkeit animalischer Haare) und Beschreibung der bei den Versuchen verwendeten Geräte (Dehnungsmesser, Gerät zur Messung temperatur- und feuchtigkeitsbedingter Längenänderung, Thermohygrostaten) werden die Ergebnisse ausführlich mitgeteilt. Es zeigt sich, daß neben der individuellen Verschiedenheit der einzelnen Haare auch die „Aktivierung“ (Vorbehandlung der Haare, auf die am Schluß kurz eingegangen wird) einen starken Einfluß hat. Immerhin lassen sich an Hand zahlreicher Untersuchungen einige richtungsweisende Regeln ableiten. Durch geeignete Vorbehandlung lassen sich Haare verschiedenster Herkunft (auch Pferdehaare) zur Feuchtigkeitsmessung verwenden. Betreffs der Brauchbarkeit bei tiefen Temperaturen (-50°C) und auch für einige andere Zwecke empfiehlt es sich bisweilen, nicht zu stark entfettete Haare zu nehmen. *H. Ebert.*

Geophysikalische Berichte

A. Roschkott. Die Höhenobservatorien des internationalen Wetterdienstes. Meteorol. ZS. 52, 26, 1935, Nr. 1. Nach Besprechung der Verteilung der telegraphierenden Bergstationen in Europa macht der Verf. Vorschläge, wo im Interesse des täglichen Wetterdienstes die Errichtung neuer Höhenstationen wünschenswert wäre. F. Steinhauser.

Helmut Volz. Über die Trennschärfe von Zählansordnungen. ZS. f. Phys. 93, 539—542, 1935, Nr. 7/8. Bei Messungen mit Zählrohren sind die registrierten Teilchenzahlen für die beschränkte Trennschärfe der Apparatur und den damit verbundenen Ausfall an Teilchen zu korrigieren. Es wird eine Methode angegeben, die es gestattet, die Trennzeit in wenigen Minuten mit einer für praktische Zwecke ausreichenden Genauigkeit zu bestimmen. Die Methode besteht darin, daß man der Zählansordnung ein Radiumpräparat so weit nähert, daß die registrierte Teilchenzahl ihr Maximum erreicht, was sich z. B. bei mechanischen Zählwerken leicht mit dem Ohr feststellen läßt. Dieses Maximum wird gemessen und daraus an Hand einer einfachen Formel die Trennzeit abgeleitet. Die Stärke des Radiumpräparats braucht dabei nicht bekannt zu sein. Aus einer beigegebenen Tabelle kann die Korrektur entnommen werden, die bei bekannter Trennzeit zu der registrierten minutlichen Teilchenzahl noch addiert werden muß, um die wahre minutliche Teilchenzahl zu erhalten. Geiger.

Franz Ackertl. Die Horizontalkreisteilung eines Universal-Theodolites II von Zeiß. ZS. f. Instrkte. 55, 70—75, 1935, Nr. 2. Das untersuchte Instrument wurde zum ersten Male mit einer neuartigen Horizontalkreisteilung, einer Doppelstrichteilung ausgestattet. Diese sowohl, wie die Vertikal-skale werden in bezug auf Fehlerbestimmung durchgemessen. H. Ebert.

W. Schnittger und H. Linke. Ballontheodolite zur Beobachtung auf festem Boden und auf Schiffen. Meteorol. ZS. 51, 469—470, 1934, Nr. 12. Das Fernrohr hat 40 mm Öffnung, 200 mm Brennweite, 16fache Vergrößerung, 3° Gesichtswinkel. Für große Winkelgeschwindigkeiten ist ein Sucherfernrohr mit dreifacher Vergrößerung und 12° Gesichtsfeld angebracht. Zur Beobachtung auf Schiffen wird durch ein besonderes Objektiv neben dem auszuweisenden Objekt auch die Kimmlinie im Fernrohr abgebildet. Die Theodolite werden von den Askania-Werken, Berlin, hergestellt. F. Steinhauser.

Kristen Irgens. Reduktion des Gefäßbarometers mit reduzierter Skale. Meteorol. ZS. 51, 470—472, 1934, Nr. 12. Verf. berichtigt einen Fehler in der Rechnung in seiner früheren Arbeit (Meteorol. ZS. 1928). Die Gleichung für die Temperaturreduktion wird

$$C = -0,000163 (b_{s,t} + V/O) t \text{ oder } = -0,000163 (b_{s,t} + 0,9 P/D^2) t,$$

wo $b_{s,t}$ = abgelesener Barometerstand bei t^0 , V = Volumen der ganzen Quecksilbermasse, O = Oberfläche des Quecksilbers im Gefäß, P = Gesamtgewicht des Quecksilbers in Gramm, D = Durchmesser des Gefäßes in Zentimetern. Es wird die Konstruktion eines Barometers, bei dem das Niveau im Gefäß bei konstantem Druck von der Temperatur unabhängig ist, und die dazugehörige Reduktionsformel angegeben. F. Steinhauser.

Anfinn Refsdal. Das Aerogramm, ein neues Diagrammpapier für aerologische Berechnungen. Meteorol. ZS. 52, 1—5, 1935, Nr. 1. Das Aerogramm ist ein $\log T - T \log p$ -Diagramm, d. h. es hat eine logarithmische

Druckskale, wo die Linien konstanten Druckes so divergieren, daß ihr Abstand der absoluten Temperatur proportional ist. Die Beziehung zum Druck-Volumen-Diagramm ist gegeben durch $dp \cdot da = R d(\log T) \cdot T d \log p$, wo R die Gaskonstante ist. Es wird gezeigt, wie sich mit diesem Diagrammpapier Höhenberechnungen, Berechnungen der Äquivalenttemperaturen und der charakteristischen Punkte nach Rossby, Zirkulationsbetrachtungen nach V. Bjerknes und energetische Betrachtungen nach Margules und Shaw durchführen lassen.

F. Steinhäuser.

Herbert Mayer. Die Kupferoxydul-Sperrschichtphotozelle als Präzisions-Sonnenscheindauerautograph. Meteorol. ZS. 52, 15—18, 1935, Nr. 1. Der Verf. schildert die Vorteile der Registrierung der Sonnenscheindauer mit einer zur Strahlungsrichtung senkrecht eingestellten Kupferoxydul-Sperrschicht-Photozelle gegenüber den Registrierungen der Glaskugelaufographen. Die Registrierung beginnt trägheitslos; dadurch wird das Registrierungsdefizit bei Sonnenaufgang und -untergang beseitigt und überdies wird die Luftreinheit durch die Registrierkurve, die z. B. bei Trübung niedriger liegt, charakterisiert. Die Photozelle reagiert auch trägheitslos auf intermittierende Bewölkung; dadurch wird die scheinbare Vermehrung der Sonnenscheindauer durch Registrierung mit Glaskugeln bei stark wechselnder Bewölkung vermieden. Reifansatz bewirkt hier nur eine Verschiebung der Registrierkurve gegen die Nulllinie, während er die Brennwirkung der Glaskugel vollkommen unterbindet.

F. Steinhäuser.

Josef Gutmann. Einfluß der intermittierenden Bewölkung auf die Aufzeichnungen des Sonnenscheinautographen Campbell-Stokes. Meteorol. ZS. 52, 18—22, 1935, Nr. 1. Durch künstliche Beschattung von bestimmter Zeitdauer wurde die Überleistung von drei Typen von Sonnenscheinautographen untersucht; farblose Glaskugel Fuess, älterer Usteri-Reinacher und älteres englisches Modell. Die größte Überleistung weist bei intermittierender Bewölkung die farblose Kugel auf (bei 12 min Beschattung noch 58 % Mehrleistung). Aus dem Beobachtungsmaterial von Wien, Sonnblick und Innsbruck wurde nachgewiesen, daß mit Zunahme der intermittierenden Bewölkung eine Zunahme der Sonnenscheindauer auftritt. Dies ist bei Beurteilung säkularer Änderungen der Sonnenscheindauer zu berücksichtigen.

F. Steinhäuser.

Karl Mader. Die Hebung des Geoids im Harz und in Mitteleuropa. Gerlands Beitr. 43, 134—155, 1934, Nr. 1/2. Durch die Masse Mitteleuropas wird das Geoid in Altona um 10,8 cm gehoben und steigt bis Nürnberg auf 14,9 m. Der Harz bewirkt überdies an seinem Nordrande eine partielle Hebung um 1,2 m und in der Mitte um 1,6 m. Die Ergebnisse werden verglichen mit den astronomischen Nivellements von A. Galle und L. Krüger bzw. mit A. Gallies Geoid im Harz. Der Verf. betrachtet das Nichtbestehen der Isostasie im Harz als sicher; dasselbe kann aber von ganz Mitteleuropa nicht mit Gewißheit behauptet werden.

F. Steinhäuser.

Karl Mader. Die Tiefenbestimmung plattenförmiger horizontal liegender Einschlüsse aus Ergebnissen von Drehwaagenmessungen. Gerlands Beitr. 43, 156—184, 1934, Nr. 1/2. Es werden die Formeln der Feldgrößen abgeleitet für horizontale und schiefe zweifach unendliche, einfach unendliche und endliche Platten, für eine horizontale Kreisscheibe und für einen endlichen Keil. Wenn die horizontalen Dimensionen mindestens das Zehnfache der Dicke der Platte und mindestens das Dreifache ihrer Tiefe betragen, kommt man zur Bestimmung der Tiefe mit den Formeln für die zweifach unendliche Platte für alle Fälle aus.

F. Steinhäuser.

K. Mader. Berechnung partieller Geoidhebungen mittels Potentialen von Flächenbelegungen. Gerlands Beitr. 43, 280—285, 1934, Nr. 3. Wenn man zur Berechnung von Geoidhebungen die Massen auf eine Fläche kondensiert annimmt, erhält man nahezu dieselben Ergebnisse wie bei Rechnung mit räumlicher Massenverteilung. Es werden die entsprechenden Formeln entwickelt und einige Beispiele gerechnet.

F. Steinhauser.

Robert Schwinner. Sind große Polverschiebungen möglich? Gerlands Beitr. 43, 296—308, 1934, Nr. 3. Der Verf. bespricht zwei Ableitungen der Polverschiebung von Milankovitch. Die erste im Handbuch der Geophysik gegebene erklärt er für falsch, da sie gegen den Energiesatz verstößt. Von der neueren, zweiten Darstellung, die formal richtig ist, lehnt er vom Standpunkt eines Geologen die Voraussetzungen einer Unveränderlichkeit einer Sialkugelschale und einer alleinigen Wirkung der Polfluchtkraft, die für die zu leistende Arbeit viel zu klein sein würde, ab. Er kommt zu dem Schluß, daß es noch ganz unsicher ist, ob aus den planetarischen Feldkräften oder aus orogentischen und epirogenetischen Impulsen in der äußeren Erdschale sich säkulare Polverschiebungen ergeben und daß hierfür eine physikalische Begründung noch nicht gegeben ist.

F. Steinhauser.

M. Milankovitch. Sind große Polverschiebungen möglich? Antwort auf die Bemerkungen von Herrn Schwinner. Gerlands Beitr. 43, 309—310, 1934, Nr. 3. Der Verf. erklärt, daß seine Grundgleichung für jede der einzelnen Schollen der zerlegt gedachten Sialdecke, die hydrostatisch auf einer Unterlage ruhen, gilt und daß er erst zur Ableitung der Polbahnkurve zur Ermöglichung der Rechnung die Unveränderlichkeit der Sialdecke annehmen mußte. Er empfiehlt die Übereinstimmung der Ergebnisse seiner Ableitungen mit den Erfahrungen der Geologie zu überprüfen.

F. Steinhauser.

L. Grabowski. Zur Berechnung der Polfluchtkraft. Gerlands Beitr. 43, 311—324, 1934, Nr. 3. Der Verf. zeigt, daß man bei Berücksichtigung von unerlaubten Vernachlässigungen in dem Ansatz für das Potential der Schwerkraft an Stelle des von Milankovitch abgeleiteten Ausdrucks für die Polfluchtkraft zu einer Äquatorfluchtkraft käme. Mit Berichtigung eines Fehlers in der Koordinatentransformation der Differentialquotienten wird eine neue Formel für die Polfluchtkraft abgeleitet. Die von H. Ertel angegebene Formel zur Berechnung der Polfluchtkraft erklärt der Verf. auch für nicht richtig, da bei ihrer Ableitung irrtümlich die Anziehungsbeschleunigungen als stets nach dem Erdmittelpunkt gerichtet angenommen wurden. Es wird auch darauf hingewiesen, daß die Bestimmung der Polfluchtkraft nach Ertel ohne Annahmen über die Massenverteilung in der Erdkruste nicht durchführbar ist, wenn kein Ansatz für das Potential innerhalb der Erde gemacht wird.

F. Steinhauser.

M. Milankovitch. Zur Berechnung der Polfluchtkraft. Antwort auf die Bemerkungen von Herrn Grabowski. Gerlands Beitr. 43, 325—326, 1934, Nr. 3. Der Verf. weist darauf hin, daß die von Grabowski abgeleitete Formel für die Polfluchtkraft mit einer von ihm im Handbuch der Geophysik angegebenen übereinstimmt. Seine neue von Grabowski kritisierte Formel unterscheidet sich von der alten durch den Faktor $\frac{1}{2}$, der einer geänderten Annahme über die Form der Erde entspricht. Für die Lösung des Problems der Polverlagerungen ist aber dieser Koeffizient belanglos.

F. Steinhauser.

Hans Ertel. Die Berechnung der Polfluchtkraft. Gerlands Beitr. 43, 327—330, 1934, Nr. 3. Der Verf. zeigt als Antwort auf die Bemerkungen von Grabowski, daß es nur darauf ankommt, daß sich die Ziellinien der Attrak-

tionsbeschleunigungen in der Umgebung des Erdmittelpunktes schneiden und daß, wenn man sogar eine Kugel von 160 km Radius um den Erdmittelpunkt als Raum für die Schnittpunkte der Ziellinien der Attraktionsbeschleunigungen zuläßt, der Fehler maximal nur 1 % ausmachen kann. *F. Steinhauser.*

P. Lejay. Les caractères généraux de la gravité le long de la côte sud de Chine. C. R. 199, 1589—1591, 1934, Nr. 26. *Dede.*

E. Rothé et F. Stoeckel. Sur la radioactivité des couches géologiques de la vallée du Rhin. C. R. 199, 1330—1332, 1934, Nr. 23. Es wird eine Tabelle von Messungsergebnissen betreffend die Radioaktivität von Gesteinsproben aus verschiedener Tiefe (bis 1300 m) gegeben und vom geologischen Standpunkt aus kurz diskutiert. *K. W. F. Kohlrausch.*

R. W. van Bemmelen und H. P. Berlage, jun. Versuch einer mathematischen Behandlung geotektonischer Bewegungen unter besonderer Berücksichtigung der Undationstheorie. Gerlands Beitr. 43, 19—55, 1934, Nr. 1/2. Den Ausgangspunkt der Untersuchungen stellen Ansätze über die Vertikalgeschwindigkeit der Grenzflächen der Schichten der Erdschale zufolge Magmadifferentiation einer salsimatischen Zwischenschicht im Sinne der Undationstheorie und wegen Fließbewegungen des Gesteins dar. Damit läßt sich die Ausfüllung einer Depression in der Erdkruste in geschlossener Form und die Einebnung einer Stufe durch Reihenentwicklung berechnen. Als Beispiel wird für die Hebung des fennoskandischen Schildes die Enderhebung des Zentrums (490 m), Beginn der Hebung (7600 v. Chr.), die Grenzen des Gebietes, in dem heute noch der Boden steigen muß, und die Zeit des Erreichens der größten Vortiefe (nach 2700 Jahren) berechnet. Dabei ergibt sich als Wert des Viskositätskoeffizienten der Erdkruste $\nu = 1,3 \cdot 10^{20}$ CGS, was mit den aus Polbewegung und Verlangsamung der Erdrotation durch die Gezeitenreibung im Erdkörper abgeleiteten Werten gut übereinstimmt. Der Übergang vom Tiefseestrom zur Gebirgskette wird mathematisch dargestellt. Aus den Gleichungen wird auch abgeleitet, unter welchen Bedingungen Oszillationen zu erwarten sind; es muß hierzu neben dem Streben nach isostatischem auch noch ein solches nach hydrostatischem Gleichgewicht vorhanden sein (Beispiel: Terrassenbildungen in der Themsemulde). Die mathematische Behandlung ist nur auf reine Fließbewegungen zu beschränken.

F. Steinhauser.

E. M. Anderson. Earth contraction and mountain building (II). Gerlands Beitr. 43, 1—18, 1934, Nr. 1/2. Die bisherigen Untersuchungen über die Festigkeit von Gesteinen sind nicht entscheidend für die Beurteilung der Möglichkeit der Kontraktionstheorie, da daraus nicht auf das Verhalten bei lang andauerndem Druck geschlossen werden kann; hierzu nötige experimentelle Feststellungen sind aber im Laboratorium nicht durchführbar. Die Kontraktionstheorie erfordert auch, daß die Erdkruste sehr lange Zeit ungeheuren Druck aushalten müßte, ohne daß die Grenze der Elastizität überschritten werden sollte. Die bei der Gebirgsbildung auftretenden Verschiebungen in der Erdkruste werden besprochen. Es zeigt sich dabei, daß die obersten Schichten sich über eine Schicht schieben müßten, die nur ein Tausendstel ihrer Righeit besitzen sollte. Aus all diesen Gründen wird die Kontraktionstheorie abgelehnt.

F. Steinhauser.

B. Gutenberg and C. F. Richter. On seismic waves. (First Paper.) Gerlands Beitr. 43, 56—133, 1934, Nr. 1/2. Die Registrierungen der beiden Sumatrabeben vom 10. Februar und 25. September 1931 und der Beben in den Salomen-Inseln vom 3. Oktober 1931 lieferten neben einigen anderen das Material zu der eingehenden und umfangreichen Untersuchung der Laufzeiten aller dabei auf-

tretenden Wellenarten. In einer großen Tafel im Anhang sind die Laufzeitkurven wiedergegeben. Alle kräftigen Phasen zeigen eine Reihe von Einsätzen, die meist bei Registrierungen aus der gleichen Distanz gleichmäßig auftreten. Die Laufzeitkurven von späteren P -, PP - und S -Einsätzen liegen bis über 1 min nach den ersten. Ferner zeigten sich: gebeugte S -Wellen bis 121° und möglicherweise bis 137° Herddistanz, sehr deutlich Brennpunkte der P' -Wellen durch den Kern und der SKP -($ScPcP$)-Wellen, aber kein Brennpunkt der hypothetischen Transversalwelle durch den Kern, besonders viele Einsätze der gebeugten P' -Welle. Die Tafel der Laufzeitkurven enthält folgende Wellen: P , P_1 , P_2 , P' (gebeugt), PP , PPP , $PPPP$, $P_1'P_1'$, $P_2'P_2'$, $P'P'$ (gebeugt), S , S' , SS , SSS , PS , PPS , $PPPS$, $PSPS$, SKP ($= ScPcP$), SKS ($= ScPcS$), $SKPP'$, $SKSP$, $SKSPP$, $PKKP$, $SKKS$, $SKKKS$, PcP , PcS , ScS , $ScSP$, $ScSP'$, $PcPP'$, $PcPPKS$, $PcPPcS$, $ScSScS$. Laufzeitkurven wurden auch für mehrere Phasen angegeben, deren theoretische Deutung bisher nicht möglich war. F. Steinhäuser.

L. Bastings. A new type of seismological table for distant earthquakes. Gerlands Beitr. 43, 210—218, 1934, Nr. 1/2. Auf Grund von Auswertungen der Registrierungen des Neuseeland-Bebens von 1929 stellt der Verf. für 165° Herddistanz in einer Tabelle für alle Phasen die mittlere Laufzeit (T), ihre Änderung ($dT/d\Delta$) in Sekunden pro Grad, die Laufzeitdifferenzen (τ) für je zwei Phasen und ihre Änderung ($d\tau/d\Delta$) zusammen. Aus dieser Tabelle kann man mit Hilfe der Zeiten bestimmter Einsätze diese aus ihren Zeitdifferenzen identifizieren und die Herdentfernung bestimmen. F. Steinhäuser.

Karl Uller. Die Entwicklung des Wellen-Begriffes, VIII. Gerlands Beitr. 43, 289—295, 1934, Nr. 3. Es wird die Herleitung der Wellen von elementarer Schwingungsform und eine folgenschwere Kritik des Lösungsansatzes gegeben. Die Feldlösung von elementarer Schwingungsform, die eine gedämpfte sinus-Schwingung darstellt, ist keine strenge Lösungsform im Sinne der Wellenkinematik. In ihr kommt die Existenz und die Eigengesetzlichkeit der Phasenwanderungen in den einzelnen vorhandenen Wellen gar nicht zum Ausdruck. F. Steinhäuser.

W. C. Repetti. A correction to Wichmann's catalogue of East Indian earthquakes. Gerlands Beitr. 43, 286—288, 1934, Nr. 3. Dede.

L. B. Slichter. Surface motions due to reflections in a layered crust. Gerlands Beitr. 43, 331, 1934, Nr. 3. Berichtigung. Vgl. diese Ber. 14, 1345, 1933. Scheel.

Emmanuel de Martonne. Aréisme et mouvements du sol dans les plaines argentines. C. R. 200, 250—252, 1935, Nr. 3.

Hisao Ohtani. Geotectonic considerations on the southern part of the Jeho (Jehol) Province, Manchuria. Mem. Ryojun Coll. Eng. Inouye Commem. Vol., S. 165—172, 1934. Dede.

G. H. Munro and H. C. Webster. Nature of Atmospherics. Nature 134, 880, 897, 1934, Nr. 3397. Für die Dauer der einzelnen atmosphärischen Rundfunkstörungen ergeben sich auf Grund von Registrierungen nur Bruchteile einer Sekunde. Photographische Blitzaufnahmen werden im Zusammenhang hiermit erörtert. Schmerwitz.

R. Bureau. Sur les foyers d'atmosphériques et leur localisation. C. R. 200, 82—84, 1935, Nr. 1. Es werden Überlegungen zur Berechnung des Ortes und des Ursprungs der atmosphärischen Empfangsstörungen kurz mitgeteilt. Schmerwitz.

R. Faillettaz. Un nouveau procédé d'enregistrement des atmosphériques pour la prévision des orages. C. R. 199, 1647—1648, 1934, Nr. 26. Ein Empfangsgerät zur Registrierung atmosphärischer Gewitterstörungen für meteorologische Zwecke wird beschrieben. *Schmerwitz.*

F. W. G. White. On the automatic registration of the amplitude of downcoming wireless waves. Part I. Proc. Phys. Soc. 46, 805—817, 1934, Nr. 6 (Nr. 257). Es wird eine Anwendung der Methode von Breit und Tuve zur fortlaufenden Amplitudenaufzeichnung von reflektierten drahtlosen Signalen beschrieben. Mit Hilfe eines optischen Systems läßt sich auf dem Photopapier eine Trennung der Aufzeichnungen vornehmen, je nachdem ob sie von der ersten oder zweiten Reflexion herrühren. Auch die verschiedenen Arten von Signalfluktuationen wurden beobachtet. Für eine Interferenzerscheinung zwischen zwei magnetoionischen Komponenten der reflektierten Welle werden Beispiele wiedergegeben. Der Reflexionskoeffizient der ionisierten Schichten wird diskutiert und eine schnellarbeitende Methode zur Auffindung der Beziehung zwischen diesem Koeffizienten und der Frequenz der Wellen beschrieben. *Bleichschmidt.*

O. W. Torreson and G. R. Wait. Measurements of total nuclei, of uncharged nuclei, and of large ions in the free atmosphere at Washington, D. C. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 47—64, 1934, Nr. 1. Genaue Messungen der Kernzahl, der ungeladenen Teile und der großen Ionen wurden in der freien Atmosphäre in Washington von Juli bis November 1931 ausgeführt. Apparatur, Meß- und Beobachtungsverfahren werden beschrieben. Im Juli—August ist der Anteil der ungeladenen zu den Gesamtkernen 0,66, im Oktober—November 0,72. Die Zahl der Kerne stieg in dieser Zeit etwa um den doppelten Betrag. Es werden noch eine Reihe weiterer Ergebnisse mitgeteilt und mit denen anderer Forschungsstellen verglichen. *Schmerwitz.*

Camille Dauzère et Joseph Bouget. Sur la cause des variations de la conductibilité de l'air dans les grottes. C. R. 199, 1645—1646, 1934, Nr. 26. Die Schwankung der in Erdhöhlen und Grotten gemessenen Ionisation erhält hier ihre Aufklärung durch die jahreszeitlich sich ändernde, zwar schwache, doch meßbare Windbewegung. In der „Grotte des Fées“ stieg im Sommer die Ionisation an bei einer Luftbewegung vom Innern der Grotte nach außen. Sie nahm ab, falls im Winter Luft von außen hereinströmte. Eine andere Grotte mit entgegengesetzter Windrichtung in den beiden Jahreszeiten zeigte auch ein entgegengesetztes Verhalten der Ionisierung. *Schmerwitz.*

G. Déjardin et Mlle R. Schwéglér. Etude spectroscopique de la luminescence excitée par le roulement du mercure sur la paroi de verre d'une ampoule renfermant un gaz raréfié. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 158 S—159 S, 1934, Nr. 11. [Bull. soc. Franç. de phys. Nr. 362.] Es wird in technisch reinem Neon, Argon und Helium durch einen auf der Innenwand der Röhre rollenden Quecksilbertropfen eine schwache Lumineszenz angeregt, die mit einem sehr lichtstarken Spektrographen aufgenommen wird. Es wird dabei das Linienspektrum der betreffenden Edelgase, ferner Hg-Linien und Linien und Banden der anwesenden Verunreinigungen gefunden. (In der Neon-Lumineszenz vor allem Stickstoffbanden.) Das mit der Neon-Röhre beobachtete Spektrum zeigt sowohl in bezug auf die Art der auftretenden Linien als auch in bezug auf die relativen Intensitäten bemerkenswert viel Ähnlichkeit einerseits mit dem Spektrum des Nordlichtes, andererseits mit dem des Nachthimmlichtes. Die Versuche sollen nun bei Variation des Gasgemisches fortgesetzt werden, um diese in der oberen Atmosphäre entstehenden Spektren möglichst genau im Laboratorium zu reproduzieren. *Herzberg.*

H. Rudolph. Die Energie der Heliokathodenstrahlen in ihrer Beziehung zur fortschreitenden Bewegung der Elektronen in den Polarlichtstrahlen. ZS. f. Geophys. 10, 356—359, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934. Im Gegensatz zu Vegard wird für die von der Sonne kommenden Kathodenstrahlen nahezu Lichtgeschwindigkeit angenommen und gleichmäßige Zustrahlung auf der ganzen Erde gefolgert. Der entsprechende Abfluß findet dann nur in den magnetischen Polarzonen statt. *Schmerwitz.*

K. Andrée. Der Blitz als allgemein-geologischer Faktor und erdgeschichtliche Erscheinung. Schr. d. Phys.-ökon. Ges. Königsberg i. Pr. 68, 111—158, 1934, Nr. 2. Nach einer kurzen Übersicht über die physikalischen Grundtatsachen der Gewitterbildung wird über die geographische und geologische Verteilung auf der Erde mit eingehender Erklärung der Zusammenhänge berichtet. Eine große Zahl von Autoren und Augenzeugen werden herangezogen, insbesondere für die Beurteilung der vulkanischen und der reinen Staubgewitter. Der zweite Abschnitt enthält eine kritische Zusammenstellung von Schilderungen der mechanischen Wirkungen des Blitzeinschlages, der Entstehung von Blitzröhren in Sandboden, von Blitzsternen auf Gesteinsboden, Felszersprengungen und schließlich Magnetisierung eisenreicher Gesteine. Anschließend werden die indirekten Blitzwirkungen behandelt, die Beeinflussung der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre und ihre geologischen Folgen hinsichtlich der Bodenbildung sowie die Entzündung brennbarer Materialien. Den Abschluß bildet eine Zusammenfassung über die Bedeutung als erdgeschichtliche Erscheinung. Die benutzten zahlreichen Schriften sind am Schluß aufgeführt. *Schmerwitz.*

C. G. Abbot. Remarkable lightning photographs. Smithsonian Misc. Coll. 92, Nr. 12, 3 S., 1934. Zwei aus dem Jahre 1908 stammende photographische Blitzaufnahmen werden mit den damals gegebenen Beschreibungen hier nachträglich veröffentlicht. Das mit rotierender Kamera aufgenommene Bild zeigt einen lichtstarken glatten und unverzweigten Überschlag zwischen zwei Wolken. Die andere von einer festgehaltenen Kamera stammende Aufnahme zeigt dagegen ineinander verschlungene Lichtlinien, die zum Teil aus vielen regelmäßig aneinander gereihten Einzelgliedern bestehen. *Schmerwitz.*

W. Smosarski. Electricité atmosphérique près de Poznan. S.-A. Roczniki Nauk Rolniczych i Leśnych 23, 6—12, 1934. Mit einem Wulfschen Bifilarelektrometer wurde das elektrische Erdfeld in der Nähe von Posen von Juni 1932 bis August 1934 vermessen. Jahres- und Tagesgang, Windrichtungseinfluß, Temperatur und Wassergehalt der Luft und Niederschläge werden in diesem Zusammenhang zur Erörterung herangezogen. *Schmerwitz.*

Joachim Scholz. Luftelektrische Forschungsarbeiten auf Franz-Josefs-Land während des internationalen Polarjahres 1932/1933. Forschungen u. Fortschr. 11, 35—36, 1935, Nr. 3. *Dede.*

A. G. McNish. A possible test for theories of magnetic diurnal variations and of magnetic storms. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 5—6, 1934, Nr. 1. Von den drei Theorien über die Ursache der täglichen magnetischen Variation wird die, welche den Ursprung in die Ionosphäre verlegt, einer Erörterung im Hinblick auf experimentelle Prüfungsmöglichkeiten unterzogen. *Schmerwitz.*

Sir Joseph Larmor. Auroras, Electric Echoes, Magnetic Storms. Nature 133, 221—223, 1934, Nr. 3254. Im Anschluß an einen Bericht von Appleton

und Mitarbeitern (Nature 132, 340, 1933) werden die Zusammenhänge zwischen den elektrischen, magnetischen und optischen Erscheinungen in den höheren Atmosphärenschichten diskutiert.

Kollath.

Saemon Taro Nakamura and Yosio Kato. Anomalous Secular Variation of Magnetic Dip in the Epicentral Area of the Destructive Earthquake of November 26, 1930. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 456—458, 1934, Nr. 8. Die Störungen der magnetischen Deklination werden nach dreijährigem Abstand neu vermessen. Es stellte sich heraus, daß dort, wo die Störung groß ist, die Säkularvariation klein ist und umgekehrt.

Schmerwitz.

J. Bartels. Terrestrial-magnetic activity in the years 1931 and 1932. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 1—4, 1934, Nr. 1. Eine Zusammenstellung und vergleichende Übersicht der statistischen Erfassung der erdmagnetischen Tätigkeit von 1931 bis 1932.

Schmerwitz.

C. F. Brown and C. T. Kwei. Results of magnetic observations in North China. S.-A. Chinese Journ. of Phys. 1, 5 S., 1933, Nr. 1.

Dede.

H. Geiger und Erwin Fünfer. Die verschiedenen Strahlenarten im Gesamtbild der kosmischen Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 93, 543—555, 1935, Nr. 7/8. Gegen die bisherige Deutung der Rossischen Koinzidenzkurve (drei gegeneinander versetzte Zählrohre unter Bleischirm) können verschiedene Einwendungen erhoben werden. Die Verff. zeigen nun, daß man bei Vertauschung der Absorptionskoeffizienten in der die Kurve darstellenden Gleichung in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befunde bleibt und gleichzeitig auch den für die Koinzidenzkurve verantwortlichen Strahlenarten eine widerspruchsfreie Deutung geben kann. Dabei wird von den Vorstellungen Gebrauch gemacht, die von Bethe und Heitler (diese Ber. 15, 1762, 1934) über die Absorption energiereicher Photonen und Elektronen entwickelt worden sind. Anschließend werden die verschiedenen Strahlenarten, welche im Gefolge der Ultrastrahlung auftreten, in ein einfaches Schema eingeordnet. Alle wesentlichen Ergebnisse mit Zählrohren und Wilson-Kammer fügen sich in dieses Schema ein. Insbesondere wird klar gemacht, daß die Bremsstrahlung, welche bei Absorption energiereicher Elektronen auftreten muß, die bisher ungeklärten, von Fünfer untersuchten „Rückstreuungseffekte“ ohne weiteres verstehen läßt. Auch die weitgehende Unabhängigkeit der Rossischen Koinzidenzkurve von den speziellen Versuchsbedingungen wird in ähnlicher Weise gedeutet. Außerdem werden Versuche beschrieben a) zur Natur der die Sekundäreffekte auslösenden Strahlung, die als Photonenstrahlung gedeutet wird; b) zum Verlauf der Rossi-Kurve in Blei und Eisen, wobei Eisen durchlässiger erscheint als eine massenäquivalente Bleischicht, was für die Bremstheorie der Photonen und Elektronen von Bedeutung ist; c) zur Entstehung der Koinzidenzen in drei untereinander liegenden Zählrohren, die durch dicke Bleischichten voneinander getrennt sind. Es wird gezeigt, daß jede derartige Koinzidenz durch einen einzigen ionisierenden Strahl entstanden sein muß und daß eine Deutung durch sukzessive Sekundäreffekte nicht möglich ist.

Geiger.

Werner Kolhörster. Höhenstrahlung und Nova Herculis. ZS. f. Phys. 93, 429—431, 1935, Nr. 5/6. Es wird über Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung mit registrierender Ionisationskammer und 2fach-Koinzidenzen vorläufig berichtet, welche zur Zeit des Aufflammens der Nova Herculis am Potsdamer Höhenstrahlungslaboratorium ausgeführt worden sind. Es ist nicht ganz unwahrscheinlich, daß die beobachteten Schwankungen im Zusammenhang mit der Nova stehen, was für die Novahypothese der Entstehung der Höhenstrahlen sprechen würde.

Kolhörster.

H. J. Walke. Cosmic Radiation and Stellar Evolution. *Nature* 135, 36, 1935, Nr. 3401. Es wird die Ansicht vertreten, daß Höhenstrahlung in der Hauptsache von schweren Sternen ausgesandt wird, also von jungen Sternen, so daß die weißen Zwergsterne als Strahlungsquelle nicht in Betracht kommen werden.

Kolhörster.

L. G. H. Huxley. A Theory of the Origin of Cosmic Rays. *Phil. Mag.* (7) 18, 971—983, 1934, Nr. 122. Ausführliche Darstellung der in vorläufigen Mitteilungen (*Nature* 134, 418, 751, 1934) besprochenen Hypothese.

Kolhörster.

E. A. Milne. Origin of the Cosmic Rays. *Nature* 135, 183, 1935, Nr. 3405. Verf. nimmt den Gedanken von Bothe und Kolhörster (*ZS. f. Phys.* 56, 777, 1929), wonach die Höhenstrahlungsteilchen ihre hohe Geschwindigkeit durch Beschleunigung im interstellaren Raum erlangen, in der Form auf, daß hier die Gravitationskräfte des Universums wirksam seien. Diese unspezifische Beschleunigung der Teilchen läßt ein kontinuierliches Geschwindigkeitsspektrum erwarten, das sich bis zur Grenzggeschwindigkeit des Lichtes erstreckt. Man erklärt also die hohe Energie und die Isotropie der Höhenstrahlung unter Umgehung der Bedenken, die gegen ihre Entstehung im Innern von Sternen oder bei Zusammenstoßen im interstellaren Raum unter Hinweis auf die Massendichte geltend gemacht werden.

Erwin Miehlnickel.

Victor F. Hess and Wolfram Illing. Terrestrial Magnetism and Cosmic Rays. *Nature* 135, 97—98, 1935, Nr. 3403. Die „Schwankungen zweiter Art“ der Höhenstrahlung, die bei Ionisationsmessungen auf dem Hafelekar im Panzer bis zu 4 % betragen, werden in Anlehnung an den Barometereffekt mit magnetischen Störungen in Zusammenhang gebracht, wobei nach den früheren Messungen von Messerschmidt (*ZS. f. Phys.* 85, 332, 1933) einer Abnahme der Horizontalintensität des magnetischen Erdfeldes eine Strahlungszunahme entspricht. Bei graphischer Darstellung der Abweichung vom Mittelwert der Ionisierungsstärke bzw. der Horizontalintensität konnten Verf. diese Anhängigkeit nicht eindeutig nachweisen. Erst bei Berechnung der Korrelationen zwischen den Tagesmitteln der Strahlung und des Magnetismus nach der Methode von Charlier (Vorlesungen über die Grundlagen der mathematischen Statistik, Scientia Lund, 1920, XIV) ergaben sich für 1933 Korrelationskoeffizienten von $r = -0,12$ im geschlossenen bzw. $r = -0,28$ im offenen Panzer, also der von Messerschmidt gefundene Antiparallelismus. Läßt man die ersten drei Monate, in denen verschiedene Änderungen an der Apparatur vorgenommen wurden, weg, so wird dieser Gang noch deutlicher ($r = -0,19$ bzw. $r = -0,57$).

Erwin Miehlnickel.

Max Cosyns. Effect of the Earth's Magnetic Field on Cosmic Rays in the Stratosphere. *Nature* 135, 313—314, 1935, Nr. 3408. Die beim Aufstieg des F.N.R.S. am 18. August 1934 mit einem Kolhörster-Apparat in 12 000, 15 000, 16 000 m Höhe gemessenen Intensitätswerte der Höhenstrahlung zeigen im Vergleich mit den Aufstiegswerten vom 18. August 1932 einen deutlichen Einfluß des erdmagnetischen Feldes. Aus 60 Intensitätswerten bei Drucken zwischen 73 bis 170 mm Hg und 46 und 51° nordmagnetischer Breite (bezogen auf 78° 30' N und 69° 8' W) wird im Vergleich mit den theoretischen Kurven von Lemaître und Vallarta geschlossen, daß mehr als 80 % der Ionisation in der Stratosphäre für größere magnetische Breiten als 50° von geladenen Teilchen der magnetischen Härte $X_0 = 0,30 \pm 0,02$ und deren Sekundären herrührt. Die

Ionisationsdruckkurve nach Gross-Lenz deformiert $\left(P_{\psi_p} = P \cdot J_p - P^2 \cdot \frac{dJ_p}{dP} \right)$

zeigt drei Maxima bei 130, 190 und 400 mm Hg; also wenigstens drei Komponenten mit Reichweiten von 130, 190 und 400 mm Hg, von denen, wenn überhaupt, nur eine als primäre anzusprechen ist, weil die Art der magnetischen Ablenkung nur geringe Streuung der X_0 -Werte zuläßt. Man könnte zwei primäre Komponenten $X_{0A} = 0,30$ und $X_{0B} = 0,45$ annehmen, von denen die erste positiv geladene Elektronen und Positronen als Sekundäre erzeugt, deren höchste Absorptionskoeffizienten etwa 0,0018, 0,0039 und 0,0057 cm² g⁻¹ betragen. Die zweite Komponente würde ähnliche Sekundäre mit einer bisher unbekannten Energieverteilung ergeben, deren Absorptionskoeffizient ungefähr 0,0027 cm² g⁻¹ ist. Eine Gegenüberstellung dieser mit den Ergebnissen anderer Autoren folgt. *Kolhörster.*

Pierre Auger et Paul Ehrenfest. Corpuscules ultrapénétrants du rayonnement cosmique. C. R. 199, 1609—1611, 1934, Nr. 26. Man kann im Höhenstrahlungsgemisch zwei Strahlengruppen unterscheiden, solche mit Durchdringungsvermögen bis zu Metern Blei, die als primäre aus dem Kosmos kommen, und solche, welche von 5 bis 6 cm Blei absorbiert werden und daher sekundär in der Atmosphäre entstanden sind. Das Verhältnis beider Gruppen kann mit Zählrohrkoinzidenzen durch ihr Durchdringungsvermögen, mit Nebelkammeraufnahmen durch ihre Energie bestimmt werden. In Seehöhe ergeben Koinzidenzmessungen 40 % aller Strahlen mit Energie größer als $5 \cdot 10^9$ e-Volt, mit der Nebelkammer erhält man höchstens 25 % mit Energien größer als $4 \cdot 10^9$ e-Volt. Um diesen Widerspruch aufzuklären, wurden mit je zwei Zählrohren oberhalb und unterhalb eines Bleiblocks von 50 cm Dicke Koinzidenzen erzeugt, welche eine Nebelkammer steuerten, die entweder zwischen dem oberen oder unteren Zählrohrpaar aufgestellt war. Das Ergebnis von 34 Aufnahmen über bzw. 35 Aufnahmen unter dem Bleiblock zeigt eindeutig das Auftreten von Korpuskeln, die 50 cm Blei zu durchdringen vermögen. Diese stellen die primäre Höhenstrahlung dar, die also nicht allein aus Photonen bestehen kann. *Kolhörster.*

Pierre Auger et Paul Ehrenfest. Les corpuscules ultrapénétrants du rayonnement cosmique. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 181 S, 1934, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 364.] Wiederholung der Versuche von Rossi (Koinzidenzen bei dicken Bleipanzern zwischen den Rohren), aber unter Verwendung einer koinzidenz gesteuerten Nebelkammer zeigen eindeutig die Existenz von Korpuskeln höchster Energie in der Höhenstrahlung. *Kolhörster.*

P. Auger et L. Leprince Ringuet. Analyse du rayonnement cosmique en haute altitude. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 181 S—182 S, 1934, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 364.] Messungen der Höhenstrahlung mit drei Zählrohren am Jungfraujoch ungeschirmt und unter 4 m Eis zeigen drei Strahlengruppen: primäre höchster Durchdringungsfähigkeit, weichere sekundäre und Schauer. Im Vergleich zu dem in Seehöhe beobachteten Strahlungsgemisch nehmen die härtesten nur wenig mit der Höhe zu, dagegen die sekundären und Schauer im Verhältnis 1 : 3. Es erscheint kaum angängig, diese beiden als Sekundäre der härtesten Komponente allein anzunehmen. Vielleicht muß man noch an Photonen denken. *Kolhörster.*

Ernst Lenz. Elektrische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen. Phys. ZS. 36, 24—26, 1933, Nr. 1.

Ernst Lenz. Electric Deflection of Cosmic Ultra-Radiation. Nature 134, 809, 1934, Nr. 3395. Berichte über eine Anlage zur elektrischen Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen und über bisher damit ausgeführte Messungen. Die wesentlichen Bestandteile der Anlage sind ein Preßgaskondensator von 121 cm Plattenlänge unter 30 at Ü. und ein Verstärker für Vierfach-Zählrohr-

koinzidenzen. Messungen bei senkrechter Stellung des Kondensators in Abhängigkeit von der Feldstärke und bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres zeigen zwei verschiedene Teilchengruppen: etwa gleich viele positive und negative weiche sekundäre Teilchen aus dem Deckel des Kessels mit einer mittleren Energie von etwa $7,5 \cdot 10^8$ e-Volt und harte Teilchen über etwa $5 \cdot 10^8$ e-Volt, welche die Decken des Hauses mit 10 ± 1 cm Pb durchdringen können, also einen mittleren Energieverlust von etwa 50 Millionen Volt pro 1 cm Blei haben müßten. Die häufigsten harten Teilchen zeigen eine Energie von etwa $7,5 \cdot 10^8$ e-Volt; die absolute Zahl der Teilchen über $1 \cdot 10^9$ e-Volt ist so gering, daß das genaue Verhältnis von positiven und negativen Teilchen, das vom Ost-Westeffekt beeinflußt sein sollte, noch nicht beurteilt werden kann. Ohne ein elektrisches Feld ergibt die Anordnung 3,6 Koinzidenzen in der Stunde, mit dem stärksten Feld von 70 000 Volt/cm etwa 10 mal weniger. Durch weitere Messungen soll zunächst die bisher erreichte Genauigkeit vergrößert werden; außerdem werden Messungen unter Bleiabdeckung ausgeführt.

Ernst Lenz.

Giulia Alocco. Absorption of Cosmic Particles in Copper and Lead. *Nature* 135, 96—97, 1935, Nr. 3403. Mit Dreifachkoinzidenzen wurde die Absorption der härteren Höhenstrahlungskomponenten in Kupfer und Blei gemessen. Die weicheren Anteile waren durch 9 cm Blei abgeblendet. Zur Erzielung gleicher geometrischer Bedingungen wurden beide Absorber so angeordnet, daß sie bei gleicher Masse $\cdot \text{cm}^{-2}$ gleich hoch waren. Die prozentuale Absorption in Kupfer und Blei stimmte innerhalb der Fehlergrenzen von $\pm 3\%$ überein; während eine Differenz von 13 % zu erwarten wäre, wenn die Absorption von der Elektronendichte abhinge, wie es die Messungen mit Ionisationskammern vermuten lassen (vgl. Steinke u. Tielsch, *ZS. f. Phys.* 84, 425, 1933). Nach diesen Zählrohrmessungen scheint also die Absorption der härteren Höhenstrahlungskomponenten dichteproportional zu sein, was Verf. für die weicheren schon früher fand (*Ric. Scient.* 2, 91, 1934). Dagegen hängt nach Rossi (*Nature* 132, 173, 1933) die Absorption der schauererzeugenden Strahlung von der Ordnungszahl ab. (Vielleicht erklärt sich hieraus der Widerspruch von Zählrohr und Ionisationskammer. D.Ref.) Bei Versetzung des mittleren Zählrohres ergab sich, daß nur $1/10$ der gezählten Koinzidenzen gestreuten Primärteilchen oder Sekundärstrahlen zugeschrieben werden kann. *Erwin Miehlnickel.*

Carl Eckart. The Influence of the Ionization Chamber on the Form of the Cosmic-Ray Depth-Ionization Curve. *Phys. Rev.* (2) 45, 451—453, 1934, Nr. 7. Unter der Annahme exponentieller Absorption der Höhenstrahlen wird gezeigt, daß die Absorption eines homogenen Strahlenbündels in der Wandung einer sphärischen Ionisationskammer angenähert durch den exponentiellen Faktor $e^{-\mu \cdot d}$ dargestellt werden kann, worin d die effektive Wanddicke, unabhängig von μ ist. Damit können die Übergangseffekte der Strahlung in der Atmosphäre bzw. in den Kammerwänden formal dargestellt werden. Aus diesem bekannten Verhalten ergibt sich als neuer Gesichtspunkt, daß bei genügender Wandstärke die Tiefenionisationskurve an jeder Stelle konkav nach oben verlaufen sollte. Da dies nicht der Fall ist, so ist es mit der Annahme exponentieller Absorption nicht möglich, das gesamte Verhalten der Höhenstrahlenabsorption zu erklären.

Kolhörster.

J. Clay. Ionisation by cosmic and radioactive radiation at different gas pressures. The influence of the wall of the vessel. Disintegration of heavy atoms by cosmic rays. *Physica* 2, 111—124, 1935, Nr. 2. Die Ionisierung von Argon durch Höhen- und radioaktive Strahlen wurde bis zu Drucken von 100 Atm. untersucht. Durch eine

flache Ionisationskammer mit eingebauten Netzelektroden konnte die an den Wänden erzeugte Ionisation von der im Gase selbst getrennt untersucht werden. Letztere ist proportional dem Gasdruck bis zu 100 Atm. Von den Eisenwandungen gehen Teilchen mit einer Reichweite von 1 cm in Argon von 78 Atm. Druck aus, deren Energie ungefähr 250 000 e-Volt, deren spezifische Ionisation etwa 110 Ionen/cm beträgt. Da am Deckel sowie Boden des Gefäßes durch Höhenstrahlen ungefähr die gleiche Zahl von solchen Teilchen ausgelöst wird, wird eine intermediäre Strahlung von Photonencharakter angenommen. Ähnliche Ergebnisse erhält man bei radioaktiver Strahlung, dagegen zeigen Blei bzw. Gold Schichten auf den Wänden, außer diesen Elektronen andere Teilchen von hoher spezifischer Ionisation von ungefähr $50 \cdot 10^6$ e-Volt. *Kolhörster.*

A. Dauvillier. Recherches sur les rayons cosmiques, effectuées au Scoresby Sund pendant l'Année polaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 640—648, 1934, Nr. 12. Ausführlichere Darstellung der vom Verf. gelegentlich des Polarjahres ausgeführten Höhenstrahlungsmessungen in Scoresby Sund (geomagn. Breite 76° N) und Diskussion der Ergebnisse. (Vgl. die früheren Referate in diesen Berichten.) *Kolhörster.*

Arthur Wagner. Kritische Bemerkungen zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung nach Aufzeichnungen auf dem Hafelekar (2300 m). Wiener Anz. 1934, S. 318—319, Nr. 26. Verf. bearbeitet das vom September 1931 bis Dezember 1933 auf dem Hafelekar (2300 m) gewonnene Registriermaterial der Intensität der Höhenstrahlung nach allseitig 10 cm Bleifilterung. Ein Tagesgang nach Sonnenzeit kann als gesichert gelten, für einen solchen nach Sternzeit findet sich keine Andeutung. Die in üblicher Weise ermittelten Luftdruckkoeffizienten der Höhenstrahlung sind zu klein, die auftretenden großen Schwankungen nicht reell. Einfluß von Lufttemperatur, Bewölkung, Wasserdampfgehalt usw. werden besprochen. *Kolhörster.*

H. Thorade. Über Stromunruhe. Nach Beobachtungen im Kattegat, August 1931. Ann. d. Hydrogr. 62, 365—377, 1934, Nr. 9. Messungen des Stromes an einer Ankerstelle im Kattegat, die gleichzeitig von zwei um 19 m voneinander entfernten Stellen eines Schiffes aus angestellt und durch acht Tage hindurch fortgesetzt wurden, ergaben Unterschiede zwischen den beiden Meßstellen, die sich auch im Mittel von 3 min nicht aufhoben und wegen ihres wechselnden Verhaltens „langsame Unruhe“ genannt werden. Sie wiesen neben einem durch den Schiffskörper hervorgerufenen systematischen Anteil eine Streuung auf, die mit der Stromgeschwindigkeit, aber nicht ebenso mit der Schergeschwindigkeit zunahm; am engsten war der Zusammenhang der Unruhe mit der aus Beobachtungen des Salzgehaltes und der Temperatur erschlossenen Stärke der Mischung im Meere. *H. Thorade.*

H. Ertel. Ein Satz über die zonale Zirkulation der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 52, 25, 1935, Nr. 1. Der Verf. leitet aus der zonalen Komponente der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen die Gleichung

$$\oint S_i d\sigma + \frac{2\omega a}{g} \iint \delta p_0 \cos \varphi d\sigma = 0$$

ab, die die zeitliche Änderung der zonalen Zirkulation (S_i) der ganzen Atmosphäre mit den Änderungen des Luftdruckes am Boden (p_0) verknüpft (a = Erdradius, λ = geographische Länge ostwärts, φ = geographische Breite nordwärts, $d\sigma$ = Flächenelement der Erdoberfläche).

F. Steinhauser.

W. Peppler. Zugrichtung der hohen und mittelhohen Wolken über Süddeutschland. Meteorol. ZS. 52, 23—25, 1935, Nr. 1. Die Wolkenvisionen der Drachenstation am Bodensee von 1908 bis 1927 zeigen, daß die Wolken des Cirrusniveaus das ganze Jahr hindurch am häufigsten aus WSW- und W-Richtungen ziehen, aber nur ganz selten aus E und SE. Im Sommer überwiegen die westlichen Richtungen mit Nordkomponente, im Winter die mit Südkomponente. Die Zugrichtungen der cist haben häufiger eine südliche Komponente, während die cieu am häufigsten aus WNW und NW ziehen. Ähnliche Verhältnisse zeigen die Zugrichtungen der acu- und ast-Wolken.

F. Steinhauser.

J. Fuchs. Eine Luftdruckbestimmung im Ionosphärenniveau unter Zugrundelegung des drahtlosen Langzeitechos. Meteorol. ZS. 51, 454—457, 1934, Nr. 12. Die Entstehung der drahtlosen Echos langer Laufzeit (Hals-Echo) wird auf Vorgänge in der *F*-Schicht der Ionosphäre zurückgeführt. Aus den Langzeitechoeobachtungen läßt sich die Kollisionsfrequenz der frei schwingenden Elektronen mit Gasteilchen in dieser Schicht ableiten. Da die Kollisionsfrequenz in Beziehung zur Temperatur und zum Luftdruck steht, kann damit der Luftdruck in der Höhe der *F*-Schicht (200 km) bestimmt werden. Mit Berücksichtigung der Temperaturverhältnisse kommt der Verf. zu dem Schluß, daß die Zusammensetzung der Atmosphäre bis in Höhen über 200 km die des durchmischten Zustandes sein muß.

F. Steinhauser.

G. Schinze. Vb-Wetterlage im Thetagramm. Meteorol. ZS. 51, 449—454, 1934, Nr. 12. Die Thetagramme von Aufstiegen an 15 europäischen Stationen und ein mit Hilfe der Aufstiegsergebnisse und der Beobachtungen an Bergstationen gezeichneter ESE-WSW-Schnitt durch die Atmosphäre zeigen die Verteilung der Luftmassen in der Vb-Depression vom 3. September 1934. Über den über Mitteleuropa lagernden arktischen Kaltluftmassen finden sich auch westlich der Vb-Störung feuchte subtropische Warmluftmassen. Die Neigung der Warmfrontfläche an der Vorderseite ist sehr steil (1:70). Die stationäre Lage der Frontalzone und die steile Neigung der Frontfläche haben zur Folge, daß das Niederschlagsgebiet eng begrenzt war.

F. Steinhauser.

Alfred Roschkott. Gibt es für Hitzewellen kosmische Ursachen? Meteorol. ZS. 51, 474—477, 1934, Nr. 12. Bei Überprüfung der Behauptung eines Astrometeorologen, daß gleiche Deklination von Sonne, Mars und Uranus für Mitteleuropa Erwärmung bringt, stellt der Verf. aus den Abweichungen der Monatsmittel der Temperatur in Wien 18 Treffer und 11 Nieten fest. Es zeigt sich aber, daß sich die Voraussage mit demselben Erfolg auch ohne Zuhilfenahme der Planeten aus der Häufigkeit der positiven und negativen Abweichungen der Monatsmittel der Temperatur von 1900 bis 1934 hätte machen lassen. Für die Abweichungen der Pentaden ergab sich für den Astrometeorologen eine Trefferwahrscheinlichkeit von 68 %, für die Voraussage mit Hilfe der Häufigkeit der positiven und negativen Pentadenabweichungen aber auch eine solche von 65 %. Die Voraussage übernormaler Temperaturen hat eben die größere Wahrscheinlichkeit für sich, und dies hat nichts mit der Planetenstellung zu tun.

F. Steinhauser.

E. Ekhart. Bemerkungen zu dem Aufsatz von W. Schwabl: Zur Kenntnis der Beeinflussung der Allgemeinströmung durch ein Gebirgstal. Meteorol. ZS. 51, 477—479, 1934, Nr. 12. Der Verf. hält der Ansicht Schwabls, daß die Änderung der Windrichtung in den niederen Höhen im Schwarztal (Payerbach, Niederösterreich) gegenüber den oberen Schichten überwiegend auf die Ablenkung des Oberwindes durch das Tal zurückzuführen ist, die Existenz der tagesperiodischen Lokalwinde entgegen und sieht diese für ausschlag-

gebend an. Als Stütze seiner Ansicht gibt er für die einzelnen Jahreszeiten die mittlere prozentuelle Häufigkeit der Windrichtungen in verschiedenen Höhen über Payerbach nach Pilotierungen um 7 Uhr und um 10 Uhr an und stellt die relative Häufigkeit der Talauf- bzw. Talabwinde um 7 Uhr der um 10 Uhr gegenüber.

F. Steinhauser.

W. Schwabl. Zur Kenntnis der Beeinflussung der Allgemeinströmung durch ein Gebirgstal; Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen. Meteorol. ZS. 51, 479—480, 1934, Nr. 12. Zur Feststellung des Anteils der Berg- und Talwinde an der Windverteilung im Schwarzatal gibt der Verf. den prozentuellen Anteil der Talab- bzw. Talaufwinde im Tal bei talab wehenden Oberwinden um 10 und 13 Uhr und dasselbe bei talaufwärts wehenden Oberwinden um 7 Uhr an und untersucht ihre Verteilung auf Tage mit trübem und mit heiterem Wetter. Tagsüber wehen 47 % der Winde in der Richtung des talab wehenden Oberwindes und 30 % in entgegengesetzter Richtung. Von den letzteren entfielen 57 % auf heitere und 10 % auf trübe Tage.

F. Steinhauser.

J. Maurer. Neuer Rückzug der Schweizer Gletscher. Meteorol. ZS. 52, 22—23, 1935, Nr. 1. Der Verf. gibt an, an wieviel Schweizer Gletschern in den einzelnen Jahren von 1913 bis 1934 ein Rückzug bzw. ein Vorstoß beobachtet wurde. Von 1916 bis 1920 war die Mehrzahl der Gletscher im Vorstoß, in allen übrigen Jahren aber im Rückzug begriffen. In den letzten drei Jahren wurde sogar an über 80 % aller Gletscher ein Rückzug beobachtet.

F. Steinhauser.

Karl Sapper und Rudolf Geiger. Die dauernd frostfreien Räume der Erde und ihre Begrenzung. Meteorol. ZS. 51, 465—468, 1934, Nr. 12. In Südamerika liegt die Höhengrenze des Frostes in 15° Breite bei 1800 m und am Äquator über 3000 m. Der Vergleich der graphischen Darstellung der Häufigkeitsverteilung der Minimumtemperaturen in Quito im tropischen Hochland und in Madrid, das ungefähr dieselbe Jahrestemperatur hat, zeigt, daß in den einzelnen Monaten in den Tropen die Minimumtemperaturen nur sehr wenig streuen, in Madrid aber sehr stark. Die Häufigkeit des Durchganges der Temperaturkurve durch einen vorgegebenen Temperaturwert in Quito wird für die einzelnen Monate dem Durchgang durch den Gefrierpunkt in Innsbruck gegenübergestellt.

F. Steinhauser.

Adrianus Stephanus Petrus Josephus Maria Wanders. Onderzoekingen over de straling der zonnevlekken. Diss. Utrecht 1933, 75 S. Es werden Bestimmungen des Strahlungsintensitätsverhältnisses Fleck/Photosphäre als Funktion der Wellenlänge für einen Fleck im Zentrum der Sonnenscheibe und auch als Funktion des Ortes des Flecks auf der Sonnenoberfläche besprochen. Der Kontrast zwischen Fleck und umgebender Photosphäre ändert sich über die Sonnenscheibe hinweg nicht. Das Intensitätsverhältnis Fleck/Photosphäre wächst mit der Wellenlänge nach den Beobachtungen stärker als es nach der adiabatischen Theorie sein sollte. Auch Ergänzungen der adiabatischen Theorie durch Berücksichtigung der Korrektur für tiefere Photosphärenschichten, des Einflusses der Ionisation des Wasserstoffs auf die Temperatur der aufsteigenden Gase, des Einflusses des Strahlungsdruckes auf das konvektive Gleichgewicht oder durch Einführung eines veränderlichen Absorptionskoeffizienten brachten keine Annäherung an die Beobachtungsergebnisse. Eine bessere Übereinstimmung mit den Daten zeigt die Annahme eines reinen Strahlungsgleichgewichtes an Stelle des konvektiven Gleichgewichtes. Damit wird als effektive Temperatur des Fleckes 4300° errechnet.

F. Steinhauser.

Friedrich Lauscher. Beziehungen zwischen der Sonnenscheindauer und Sonnenstrahlungssummen für alle Zonen der

Erde. Meteorol. ZS. 51, 437—449, 1934, Nr. 12. Trägt man in ein Koordinatensystem, das als Abszisse die Prozente der astronomisch möglichen Sonnenscheindauer, gerechnet von Mittag bis Sonnenuntergang, als Zeitskala hat (normierte Tageszeit), als Ordinaten die Summen der seit Mittag bis zur betreffenden Zeit auf eine horizontale Fläche eingelangten Sonnenstrahlung in Prozenten der Halbtagessumme ein, so ergibt sich eine Kurve, die praktisch für alle Breiten von 0 bis 75°, für verschiedene Seehöhen und für alle Jahreszeiten die gleiche ist (normierte Summenkurve). Am Nordpol müßte diese Kurve im Juni in eine Gerade übergehen. Dieselbe Darstellung läßt sich auch für den Tagesgang der auf eine Horizontalfäche auffallenden Strahlungsintensität (normierter Tagesgang) machen. Mit Hilfe der Sonnenhöhe kann daraus die Intensität der Sonnenstrahlung auf eine zur Strahlenrichtung senkrechte Fläche bestimmt werden. Aus der normierten Summenkurve ist, wenn die Sonnenscheinzeit bekannt ist, leicht der Strahlungsverlust durch Abschattung in Tälern, Gassen, Mulden, Waldschlägen und dergleichen zu bestimmen. Auch der Einfluß des Tagesganges der Bewölkung auf die Tagessumme der Sonnenstrahlung läßt sich damit abschätzen. Der Vergleich mit der für Verhältnisse außerhalb der Atmosphäre bestimmten normierten Summenkurve zeigt, daß man in mittleren und niederen Breiten immer mit der $\sin t/T \cdot \pi^2$ -Kurve rechnen kann. Der Unterschied zur am Meeresniveau gültigen Kurve beträgt maximal 7%. Zwischen beiden Kurven kann man die Werte für große Seehöhen interpolieren. Es wird darauf hingewiesen, daß wegen der Wirkung der Mattscheibe sich das Graukeilphotometer nicht zum Vergleich der Tagessummen der Sonnenstrahlung in sehr verschiedenen Breiten eignet.

F. Steinhauser.

R. Knepple. Theorie der diffusen Zerstreuung der Sonnenstrahlung in einer ideal-reinen Atmosphäre. Gerlands Beitr. 43, 247—257, 1934, Nr. 3. Unter Zugrundelegung der Rayleighschen Theorie der diffusen Zerstreuung des Lichtes und mit Vernachlässigung der Krümmung der Erde, der sekundären Extinktion und aller Strahlungseffekte, die durch die bereits diffus zerstreute Strahlung entstehen, berechnet der Verf. die Strahlung, die einer unter der Zenitdistanz z und unter dem Azimut α mit einem Öffnungswinkel $d z \cdot d \alpha$ gegen den Himmel gerichteten Auffangfläche bei einer Zenitdistanz Z der Sonne in einer reinen Atmosphäre zugestrahlt wird. Für eine bestimmte Wellenlänge λ ergibt sich dann

$$i_{m_z \lambda} d\lambda = \frac{3}{16\pi} J_{0\lambda} \left(1 - e^{-\frac{C_\lambda}{\lambda^4} m_z} \right) (1 + \cos^2 z \cos^2 Z + 2 \sin z \sin Z \cos z \cos Z \cos \alpha + \sin^2 z \sin^2 Z \cos^2 \alpha) \frac{m_z}{m_\lambda} dz d\alpha d\lambda,$$

wo m = Luftmasse, $C_\lambda = 32 \pi^3 (\mu - 1)^2 / 3 N$, μ = Brechungsexponent, N = Anzahl der Moleküle, $J_{0\lambda} d\lambda$ = Intensität der extraterrestrischen Sonnenstrahlung. Damit läßt sich die spektrale Verteilung des Himmelslichtes und auch die Gesamtstrahlung berechnen. Als Beispiele werden die Strahlung im Zenit, im Sonnenvertikal und im Sonnengegenvertikal und die Strahlung einer Himmelszone bzw. des Gesamthimmels gegen eine horizontale Auffangfläche berechnet.

F. Steinhauser.

Hanns Tollner unter Mitwirkung von Fritz Kopf. Messungen der Wärmeausstrahlung in der Polarnacht 1932/33 auf Jan Mayen. (Ergebnisse der Österreichischen Polarjahr-Unternehmung 1932/33 auf Jan Mayen, II.) Wiener Ber. 143 [2a], 417—423, 1934, Nr. 7. Es wurden 144 Messungen mit einem Tulipan-Instrument gemacht. Die Werte der Ausstrahlung und der Gegenstrahlung sind in

Abhängigkeit vom Bewölkungsgrad und von der Bewölkungsart angegeben. Die Beziehung von Ausstrahlung Q zum Bewölkungsgrad (B , in Zehntel der Himmelsfläche) wird angegeben durch $Q = 0,08 - 0,006 B$, wobei aber die Streuung um die Mittelwerte sehr groß ist. F. Steinhauser.

F. W. Paul Götz. Die Wellenlängenabhängigkeit der Dunstextinktion. Meteorol. ZS. 51, 472—474, 1934, Nr. 12. In der Wellenabhängigkeit der Dunstextinktion zeigen sich zwei Maxima der Strahlungsschwächung, deren Lage von der Teilchengröße abhängt. Ist $I = I_0 e^{-kz}$, so ist der Extinktionskoeffizient $k = 2\pi nr^2K$, wo z die Schichtdicke, n die Zahl der Teilchen in der Volumeneinheit und r der Teilchenradius ist; K wurde von Stratton und Houghton graphisch in Abhängigkeit von der Wellenlänge und von r angegeben. Damit läßt sich nach spektralen Extinktionsmessungen aus der Lage der Maxima Teilchengröße und Teilchenzahl bestimmen. Annähernd ist der Teilchenradius gleich der Wellenlänge des Hauptmaximums. F. Steinhauser.

F. Link. L'éclairement de la haute atmosphère et les Tables crépusculaires de M. Jean Lugeon. C. R. 199, 303—305, 1934, Nr. 4. Während Lugeon in seinen Dämmerungstafeln die Höhe der die Erde tangierenden Sonnenstrahlen über dem Meeresniveau zur Dämmerungszeit ohne Berücksichtigung von Refraktion und dergleichen angibt, zeigt hier der Verf., in welcher Weise die Daten Lugeons durch Berücksichtigung der atmosphärischen Einflüsse geändert werden und berechnet die Aufhellung der hohen Atmosphärenschichten unter Berücksichtigung der Refraktion und Absorption. F. Steinhauser.

P. Rossier. Comparaison de l'extinction atmosphérique dans l'ultra-violet et le spectre visible. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 51, 68—72, 1934, Nr. 2. [Suppl. zu Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 1934, Juli/Aug.] Ausgehend von Längen des Spektrums im Rot und Violett früherer Arbeiten $r = R_0 - Rm$, $\nu = V_0 - Vm$ wird durch Elimination von m $\varphi(r, \nu) = \alpha r - \nu - \beta = 0$. Abweichungen von φ sind von der Extinktion abhängig. Dies wird an Hand von Beobachtungen geprüft (Tabellen). Die Konstante A in der Extinktionsformel $e = A(\sec z - 1)$ wird für A_0, F_0 , Gesamtextinktion visuell und photographisch 0,58, 1,12, 0,22 und 0,31. Sättelle.

W. Kosmath. Die Exhalation der Radiumemanation aus dem Erdboden und ihre Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren. (Nach Beobachtungen in Liebenau-Graz im Jahre 1933 und 1934.) Gerlands Beitr. 43, 258—279, 1934, Nr. 3. Im Mittel aus allen Messungen in beiden Jahren betrug der Exhalationswert $39,5 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm² sec und war damit ungefähr $\frac{1}{2}$ mal so groß wie der in Dublin und Manila gemessene Exhalationswert, fast 2 mal so groß wie in Innsbruck und nicht ganz 2 mal so groß wie die theoretischen Werte von 24 bzw. $20 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm² sec. Es zeigte sich keine Abhängigkeit von Bewölkung, Sonnenstrahlung, Sonnenscheindauer, Windstärke, Temperatur, Luftfeuchtigkeit, Luftdruck und Luftdruckgefälle. Bei trockenem Boden war die Schwankung wesentlich kleiner als bei feuchtem Boden, während die Mittelwerte in beiden Fällen nahezu gleich waren. Unmittelbar nach Regen war die Exhalation stark gehemmt. Im jährlichen Gang ist zufolge der Ansammlung von Emanation im Winter unter dem gefrorenen Boden ein Maximum im Frühling zu erwarten. F. Steinhauser.

Geophysikalische Berichte

F. Linke. Georg Stüve †. Meteorol. ZS. 52, 108—110, 1935, Nr. 3.

J. Scholz. Das luftelektrische Forschungslaboratorium auf Franz-Josefs-Land. Meteorol. ZS. 52, 110—113, 1935, Nr. 3. *Scheel.*

Joseph Devaux. Étude de l'albédo de la neige dans le spectre infrarouge. C. R. 200, 80—81, 1935, Nr. 1. Vor einiger Zeit veröffentlichte Verf. (s. diese Ber. 14, 1895, 1933) photometrische und aktinometrische Messungen der Albedo von Schnee und Gletschereis. In der vorliegenden Mitteilung wiederholt er die Messungen, diesmal mit einem Autokollimationsspektrometer und Thermoelement. Die Ausschläge des Galvanometers wurden photographisch aufgezeichnet. Verf. teilt in einem speziellen Ergebnis bei grobkörnigem Schnee (Observatorium am Pic du Midi) den Diffusionsfaktor für Wellenlängen von $0,6$ bis $1,5\mu$ mit. Es treten zwei Minima bei $1,0$ und $1,2\mu$ auf, die den Wasserdampf-Absorptionsbanden entsprechen.

J. Böhme.

A. Schmauss. Vorgang und Ereignis in der Wetterkunde. Meteorol. ZS. 52, 68, 1935, Nr. 2. Wiederholungsgeschehen, deren Verlauf sich voraussagen läßt, können in einzelne kausal begründete Vorgänge, als ihre Elementarbestandteile, aufgelöst werden, während Ereignisse, die sich nie in gleicher Form wiederholen, ein exaktes Erkennen der letzten Zusammenhänge unwahrscheinlich erscheinen lassen. Auf die Meteorologie angewendet kommt dies bei Beurteilung der Grenzen der Wettervoraussage in Betracht.

F. Steinhauser.

Hans Neuberger. Zur Methodik der Kernzählung. Meteorol. ZS. 52, 118—119, 1935, Nr. 3. Experimentelle Untersuchungen ergaben, daß die „Nachzügler“ im Aitkenschen Kernzähler, die bei den auf den ersten Kolbenzug an der Pumpe folgenden Expansionen ausfallen, nicht, wie P. J. Nolan und C. O'Brolchain angenommen haben, aus dem Pumpenrohr stammen, wo sie während des Niedersinkens bei größerem Fallraum wieder verdunsten sollen. Sie sind daher unbedingt bei der Kernzählung mitzuzählen.

F. Steinhauser.

E. Medi. Apparecchio per la misura del campo elettrico terrestre. Lincei Rend. (6) 20, 381—384, 1934, Nr. 10. Verf. beschreibt einen Apparat zur Messung des elektrischen Erdfeldes nach einer Nullmethode. Er beruht auf folgendem Prinzip: Zwei ebene parallele Kondensatorplatten sind verschieden aufgeladen. Ein Leiter zwischen ihnen wird zunächst mit der Erde leitend verbunden und wenn keine Kompensation statthat, erhält er eine induzierte Ladung. Dann wird er isoliert, durch einen Faradaykäfig geschützt und zur Erde über einen Detektor und Röhrenverstärker entladen. Laboratoriumsversuche sind zufriedenstellend gewesen.

Tollert.

F. Löhle. Über ein Sichtphotometer zur Messung der optischen Trübung der bodennahen Luftschicht. ZS. f. techn. Phys. 16, 73—76, 1935, Nr. 3. Es wird ein Photometer beschrieben, das — in Art eines Fernglases konstruiert — gestattet, das Verhältnis der Leuchtdichte entfernter Gegenstände zur Leuchtdichte des Horizontallichtes im Azimut des Zieles mit einer Genauigkeit von 2 % zu messen; dadurch wird die vornehmlich durch Lichtzerstreuung zustande kommende Aufhellung schwarzer Ziele der exakten Messung zugänglich gemacht. Mit Hilfe der vom Verf. entwickelten Luftlichtformel läßt sich aus der gemessenen Aufhellung praktisch schwarzer Ziele (bewaldete Höhen usw.) der jeweilige Zerstreuungskoeffizient der Luft berechnen bzw. graphisch ermitteln.

Dziobek.

P. Gruner. Ein neues Photometer zum Studium der Himmelsfärbungen. S.-A. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. Zürich 1934, 1 S. Die Größe des anvisierten Himmelsgebietes beträgt 2 bis 4°. Das Licht fällt auf eine Cäsopreßzelle; durch entsprechende Filter wird dafür gesorgt, daß nur Licht der Wellenlänge 4500 bis 7500 Å auf die Zelle fällt. Durch Verschieben verschiedener Schott-Filter können bestimmte Farbbezirke ausgesondert und photometriert werden; durch Vorsetzen eines Nicols kann auch der Polarisationszustand des Lichtes bestimmt werden.

Dziobek.

Marcel Chrétien. Sur un appareil nouveau pour la restitution des clichés aériens. C. R. 200, 444—445, 1935, Nr. 6. Beschreibung einer Apparatur zur Entzerrung von aus dem Flugzeug gemachten Luftbildaufnahmen.

Dziobek.

W. Hiller. Eine einfache und sichere Art der Zeitmarkierung bei mechanisch registrierenden Seismographen. ZS. f. Geophys. 11, 19—23, 1935, Nr. 1/2. Das zum Ausbalancieren des Schreibarms dienende Laufgewicht wird aus weichem Eisen hergestellt. Es wird beim Schließen des Zeitmarkenstromkreises von einem Elektromagneten angezogen. Hierdurch wird die Schreibnadel abgehoben.

K. Jung.

H. Haalck. Messungsergebnisse mit dem statischen Schwere-messer auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland. ZS. f. Geophys. 11, 55—74, 1935, Nr. 1/2. (Vortrag. 11. Tag. D. Geophys. Ges. Bad Pyrmont, Sept. 1934.) Messungen mit dem statischen Schwere-messer auf Fluß- und Seedampfern zwischen Berlin und Hamburg, Hamburg und Finnland zeigen die Möglichkeit, auf fahrendem Schiff den Verlauf der Schwerkraft festzustellen. Auf festem Land haben Messungen von Potsdam über Brandenburg, Tangermünde, Gardelegen, Gifhorn, Celle bis zum Salzhorst Oldau-Hambühren und einige Versuchsfahrten in der Nähe von Potsdam zu guten Übereinstimmungen mit Pendelmessungen geführt. Als Genauigkeit der statischen Messungen werden $\pm 1,2$ bis $\pm 1,5$ Milligal angegeben. Die Veröffentlichung enthält eingehende Angaben über den Verlauf der Messungen und kurvenmäßige Darstellungen der Ergebnisse.

K. Jung.

F. Hopfner. Die Relativität der Undulationen. ZS. f. Geophys. 10, 279—288, 1934, Nr. 7. Die Abweichungen des Geoids von der Bezugsfläche hängen von der Massenverteilung und von der Wahl der Bezugsfläche ab, so daß bei Übergang von einer Bezugsfläche zu einer anderen sich sogar das Vorzeichen der Undulation ändern kann. Hiernach sind eindeutige Schlüsse auf die Massenverteilung nicht ohne weiteres möglich.

K. Jung.

E. C. Bullard. Note on the Hayford-Bowie tables for calculating g . ZS. f. Geophys. 10, 318—322, 1934, Nr. 7. Den bekannten Tafeln von Hayford und Bowie zur Berechnung der isostatischen Reduktion liegen Annahmen über die Dichte der Kompensationsmassen zugrunde, die nicht streng dem Zustand isostatischen Gleichgewichts entsprechen, da die Schwereänderung mit der Tiefe vernachlässigt ist. Diese Vernachlässigungen können bei den fernen Zonen bis zu 200 % der Reduktion ausmachen, so daß bei korrekter Rechnung der Einfluß der fernen Zonen bei ungefähr gleichem Betrag das andere Vorzeichen bekommt. Der Verf. schlägt vor, die Zonen 1 bis 5 mit über 35° Abstand von der zu reduzierenden Station in Zukunft wegzulassen und die bisher reduzierten Schwerewerte in diesem Sinne zu verbessern. Eine genaue Berechnung mit Berücksichtigung der Schwereänderung mit der Tiefe ist sehr umständlich und nur mit sehr eingehenden Annahmen über die Dichteverteilung möglich.

K. Jung.

Walter D. Lambert. The Hayford-Bowie Table and the Definition of Perfect Isostasy. ZS. f. Geophys. 11, 35—39, 1935, Nr. 1/2. Es ist zweck-

mäßig, bei Ausführung isostatischer Reduktionen bei der Hayford'schen Definition zu bleiben, nach der die kompensierende Masse der topographischen Masse genau gleich ist. Bullards Vorschlag, isostatische Reduktionen auf der Annahme von Druckgleichheit aufzubauen, entspricht mehr der physikalischen Definition der Isostasie; die Durchführung der Berechnungen ist aber viel unbequem, und die hiermit verbundene Massenänderung ist nicht immer unbedenklich. Die von Bullard angedeuteten Entwicklungen für die Schwerkraft im Innern der Erdkruste sind noch wegen der Wirkung der über dem Aufpunkt gelegenen Massen zu ergänzen.

K. Jung.

Karl Jung. Über mikroseismische Bodenunruhe und Brandung. ZS. f. Geophys. 10, 325—329, 1934, Nr. 7.

Karl Jung. Mikroseismische Bodenunruhe und Brandung. Forschungen u. Fortschr. 10, 437—438, 1934, Nr. 35/36. Der enge Zusammenhang zwischen mikroseismischer Bodenunruhe in Hamburg und Brandung an der norwegischen Küste, den E. Tams für den Zeitraum vom 20. 1. bis zum 10. 2. 1932 nachgewiesen hat, besteht auch zwischen der Bodenunruhe in Potsdam und der norwegischen Brandung. Die Korrelationskoeffizienten sind 0,92 für Bodenunruhe in Potsdam und Hamburg, 0,74 und 0,80 für Bodenunruhe in Potsdam bzw. Hamburg und Brandung an der norwegischen Küste. Die maximale Luftdruckdifferenz im Wetterkartengebiet steht mit Brandung und Bodenunruhe nicht in so enger Beziehung, daß sie als Maß für deren gemeinsame Ursache gelten kann. Wie der Vergleich mit den Wetterkarten zeigt, ist die Bodenunruhe stark, wenn starke Winde bei langer Windbahn die norwegische Küste nahezu senkrecht treffen. Enge Beziehungen zum örtlichen Wind in Potsdam zeigten sich nicht.

K. Jung.

Richard Schumann. Beitrag zur Frage der Eigenschwingungen einzelner Teile des Erdkörpers. ZS. f. Geophys. 11, 1—9, 1935, Nr. 1/2. Wegen der Beweglichkeit einzelner Teile der Erdkruste gegeneinander kann die Vorstellung von einer für die ganze Erde gültigen Drehachse nicht beibehalten werden. Von Einfluß sind Größe und Periode der Eigenschwingungen der Erdkrustenschollen. Für einen Block vom Umfang des Tibetischen Hochlandes berechnet P. Fillunger eine Eigenschwingungsperiode von rund 1 Stunde. Es ist notwendig, Polhöhenstationen durch scharfe Kontrolle ihrer Längenunterschiede auf gegenseitige Bewegungen zu untersuchen, insbesondere auch die Stationen des internationalen Breitendienstes, von denen die meisten in seismisch regsamen Gebieten liegen.

K. Jung.

K. Ledersteger. Über die Minimeigenschaft der Schwerestörungen. ZS. f. Geophys. 11, 23—29, 1935, Nr. 1/2. Die übliche Ableitung der Schwereformeln durch Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate führt nur bei streng symmetrischer Verteilung der Schwerestationen auf dasselbe Ergebnis wie die Entwicklung nach Kugelfunktionen. Die Reduktion der Beobachtungen hat keinen großen Einfluß auf die Berechnung der Abplattung. Aus den nach dem Verfahren von Prey reduzierten Schwerewerten des Ackerschen Verzeichnisses berechnet der Verf. die Schwereformel $\gamma = 977,9898 (1 + 0,005284 \sin^2 \varphi)$. Ihr entspricht die Abplattung 1 : 296.

K. Jung.

P. Lejay. Les caractères généraux de la gravité le long de la côte sud de Chine. C. R. 199, 1589—1591, 1934, Nr. 26.

Dede.

Gilbert N. Lewis. The Genesis of the Elements. Phys. Rev. (2) 46, 897—901, 1934, Nr. 10. Es wird die Hypothese vorgeschlagen, daß ein großer Teil der Materie im Universum hauptsächlich aus Eisen und Nickel, wie die Metall-

Meteore, zusammengesetzt ist und daß durch kosmische Strahlung Veränderungen an den Oberflächen bewirkt werden, die das Material geben, aus dem sich die Erdoberfläche und die Steinmeteore zusammensetzen. Eine Untersuchung der relativen Häufigkeit der Elemente in Stein und Metallmeteoriten ergibt starke Anhaltspunkte für einen genetischen Zusammenhang beider. Die Hypothese wird näher diskutiert.

K. W. F. Kohrausch.

E. A. Glennie. Isostasy in India. Gerlands Beitr. 43, 340—345, 1935, Nr. 4. Im Vergleich mit einer Bearbeitung von Bowie wird gezeigt, daß eine andere Zusammenfassung der Meßstationen des Landes zu Zonen ein wesentlich anderes Bild von der Verteilung der isostatischen Anomalien in Indien gibt, was auf Tiefe, unkompenzierte Verwerfungen hinweist und gegen die Existenz der Isostasie in Indien spricht.

F. Steinhauser.

L. Grabowski. Bemerkungen zum Artikel von Herrn H. Ertel „Die Berechnung der Polfluchtkraft“. Gerlands Beitr. 43, 346—350, 1935, Nr. 4. Der Verf. weist einen Fehler Ertels nach und erklärt, daß in seiner Gleichung für den Vertikalgradienten der Polfluchtkraftbeschleunigung in einem Punkte P_0 der additive Term $g_0 \{(\psi_0 - \varphi_0)/a + [\partial(\psi - \varphi)/\partial n]_0\}$ nicht vernachlässigt werden darf. Dabei bedeutet a den Erdradius, φ die geozentrische Breite und ψ den Winkel, den die umgekehrte Richtung der Attraktionsbeschleunigung in einem Punkt P , der um ∂n über P_0 auf der in P_0 errichteten Vertikalen gelegen ist, mit der Äquatorebene einschließt.

F. Steinhauser.

L. Grabowski. Bemerkungen zum Artikel von Herrn M. Milankovitch „Zur Berechnung der Polfluchtkraft“. Gerlands Beitr. 43, 351—352, 1935, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß das von Milankovitch bei Ableitung der Gleichung der Polfluchtkraft weggelassene Glied im Potentialausdruck dann tatsächlich wegfallen würde, wenn man die Erde als homogene oder konzentrisch geschichtete rotierende Kugel annimmt.

F. Steinhauser.

L. Grabowski. Kann die Laplacesche Differentialgleichung für das Schwerkraftpotential auch innerhalb der Erdkruste als erfüllt angesehen werden? ZS. f. Geophys. 10, 322—324, 1934, Nr. 7. Selbstverständlich nicht. Weiter wird dargelegt, worauf die Irrtümer in einigen neueren Abhandlungen, die zur Bejahung der im Titel gestellten Frage führen, beruhen.

K. Jung.

Wladimir Vernadsky. Où doit-on chercher l'eau lourde du point de vue géochimique? C. R. 199, 694—696, 1934, Nr. 16. Auf Grund geologischer Überlegungen gibt der Verf. Anhaltspunkte für die Suche nach angereichertem Wasser. Geologische Gründe für die Anreicherung sind vor allem langdauernde Einwirkungen im gleichen Sinne, wie sie bei steter Verdunstung (fossile Gletscher von Nordamerika und Sibirien, Salzseen, Kristallwasser von Salzen, die sich beim Austrocknen von Seen gebildet haben) oder bei sonstigen Vorgängen, wie vulkanischen Eruptionen (deren Wasserdämpfe isctopenarm sein könnten) oder Gravitationswirkungen (Anreicherung des Wassers in großen Meerestiefen) auftreten.

Schön.

A. Sieberg. Erdbeben und andere Erdrindenbewegungen. ZS. f. Geophys. 10, 340—341, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.

K. Jung.

E. Gherzi. Le problème des microséismes et le déferlement des vagues. ZS. f. Geophys. 10, 317, 1934, Nr. 7. Solange nur der Nachweis des gleichzeitigen Auftretens starken Seegangs und starker Bodenunruhe erbracht ist, ist das Problem der mikroseismischen Bodenbewegung noch nicht gelöst.

K. Jung.

R. Köhler. Formen der Bodenschwingung bei sinusförmiger Anregung. *ZS. f. Geophys.* 10, 386—387, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934. Mittels einer Schwingungsmaschine von wählbarer Frequenz werden dem Erdboden Sinusschwingungen von 10 bis 50 Hertz aufgezwungen. Bei ortsfest aufgestelltem Seismographen wurde die Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz untersucht. Hierbei wurden teils echte Resonanzerscheinungen, teils Interferenzen beobachtet. Besonders deutlich war ein Resonanzmaximum bei 11,7 Hertz mit einer Dämpfung von 1,12:1 auf dem Flugplatz in Göttingen. Die gleiche Eigenfrequenz und Dämpfung konnte aus dem Ausklingen einer durch Sprengung erzeugten Erschütterungswelle berechnet werden. Die Bodenschwingungen bei sinusförmiger Anregung sind im allgemeinen elliptisch. Bei niederen Frequenzen und in einfachem Gelände verlaufen sie in der Vertikalebene durch Erreger und Station. Bei höheren Frequenzen und weniger einfachem Gelände wechselt die Schwingungsrichtung mit der Frequenz, und keine Richtung ist bevorzugt. *K. Jung.*

A. Ramspeck. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit sinusförmiger elastischer Wellen im Boden. *ZS. f. Geophys.* 10, 387—388, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934. Längs eines durch den Erreger stationärer sinusförmiger Bodenschwingungen gelegten Profils wird die Nacheilungszeit einer Phase gegen eine bestimmte Schwingungsphase des Erregers gemessen. Hieraus wird die Wanderungsgeschwindigkeit der Phase bestimmt. Sie ergibt sich meist kleiner als die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der bei Sprengungen auftretenden Longitudinalwellen, es wird sich daher bei den Sinusschwingungen um transversale Wellen handeln. Manche Böden zeigen eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Frequenz. Bei einer Steigerung der Frequenz von 6 auf 20 Hertz nimmt die Geschwindigkeit auf dem Göttinger Flugplatz von 750 auf 150 m/sec ab. Die Abnahme der Amplituden bei niederer Frequenz (bis 16 Hertz) entspricht der geometrischen Ausbreitung der Welle und ihrer Absorption. Bei höheren Frequenzen treten in größerer Entfernung mehrere Maxima und Minima auf. Sie werden als Interferenzen mit den Wellen gedeutet, die im Untergrund als Grenzflächenwellen gelaufen sind. Aus der Lage der Maxima und Minima kann die Tiefe der Grenzflächen bestimmt werden. *K. Jung.*

E. Tams. Seismische Bodenunruhe in Hamburg und örtlicher Sturm. *ZS. f. Geophys.* 11, 9—15, 1935, Nr. 1/2. Während des „mikroseismischen Sturmes“ vom 23. Juni 1933 wurden auf der öffentlichen Wetterstelle in Hamburg, 1½ km von der Erdbebenstation entfernt, Windgeschwindigkeiten in Böen bis zu 20 und 30 m/sec gemessen. Aus Stundenmitteln findet man für die Beziehung zwischen Bodenunruhe und Windstärke ein Korrelationskoeffizient von nahezu 1, aus Viertelstundenmitteln von etwa $\frac{2}{3}$. Die Korrelation zwischen Bodenunruhe und der auf der Deutschen Seewarte gemessenen Windgeschwindigkeit ist erheblich geringer (etwa $\frac{1}{3}$). *K. Jung.*

W. Hiller. Erdbebenherde und Tektonik im Gebiet der Schwäbischen Alb. *ZS. f. Geophys.* 11, 15—19, 1935, Nr. 1/2. Soweit die Erdbebenherde der Rauhen Alb mit der nötigen Genauigkeit festgestellt werden konnten, stehen sie mit der Oberflächentektonik in engem Zusammenhang. Sie halten sich im wesentlichen an den Hohenzollern- und Lauchertgraben und an die Urach-Münsinger Verwerfungen. Die Herde liegen in 5 bis 10, 15 bis 20 und 30 bis 40 km Tiefe. Auffällige Schichtgrenzen liegen etwa 20 und 45 km tief. *K. Jung.*

W. Köppen. Vergleich zweier Eiszeiten-Theorien. *Gerlands Beitr.* 43, 379—387, 1935, Nr. 4. Der Verf. vergleicht seine und A. Wegeners Eiszeittheorie mit der von G. C. Simpson entwickelten Theorie und kommt zu einer

scharfen Ablehnung der letzteren. Er beanstandet bei Simpson die Annahme einer zweimaligen Schwankung der Sonnenkonstanten, der Entstehung von Eiszeiten abwechselnd bei abnehmender und zunehmender Sonnenstrahlung, der Abnahme der Sommertemperaturen in hohen Breiten bei zunehmender Sonnenstrahlung und der Abwechslung von trockenkalten und feuchtwarmen Interglazialzeiten am gleichen Ort und bezweifelt die Größe der einseitig abkühlenden Wirkung zunehmender Bewölkung. Die Köppen-Wegenersche Theorie ist in der Hauptsache auf die Strahlungskurven von Milankovitch und die Polwanderungen nach Kraichgauer gestützt.

F. Steinhäuser.

Perry Byerly and Francis B. Blanchard. Well Gauges as Seismographs. *Nature* 135. 303—304, 1935, Nr. 3408. Durch Berichte über Registrierungen entfernter Erdbeben mit Hilfe von Wasserstandsmessern tiefer Brunnen veranlaßt, wurde ein Rußschreiber in einem Brunnen in Kalifornien zu gleichen Zwecken an einem Wasserstandsmesser angefügt. Der Vergleich des ersten bisher registrierten Bebens mit dem eines Bosch-Omori-Stationseismographen zeigte bei der Brunnenregistrierung keine Aufzeichnung von Scherungswellen (S-Wellen) an, während alle anderen Wellengruppen ebenso deutlich wie auf dem Stationseismographen erhalten wurden.

Schmerwitz.

Hugo Benioff. The physical evaluation of seismic destructiveness. *S.-A. Bull. Seismolog. Soc. Amer.* 24, 398—403, 1934, Nr. 4. Es wird auf physikalischer Grundlage die Bewertung des Sicherheitsmaßes von Gebäuden bei seismischen Störungen auseinandergesetzt und dann mathematisch gefaßt. Hierbei geht der Verf. von einem Fourierintegral für das gesamte seismische Spektrum aus, womit für die Zerstörbarkeit eines Hauses ein bestimmtes Integral abgeleitet wird, dessen Grenzen jeweils durch experimentelle Beobachtungen am Gebäude zu bestimmen sind.

Schmerwitz.

M. Rössiger. Die Aufzeichnung der erdmagnetischen Elementarwellen mittels des Kriechgalvanometers. *ZS. f. Geophys.* 11. 75—82, 1935, Nr. 1/2. (Vortrag 11. Tag. D. Geophys. Ges. Bad Pyrmont, Sept. 1934.) Mit einem kriechend gedämpften 10 Ohm-Galvanometer von Siemens & Halske wird die für Aufzeichnungen geringster magnetischer Schwankungen notwendige Empfindlichkeit und Genauigkeit erreicht. Verwendet wurde nur eine einzige Schleife sehr großer Windungsfläche. Die Bewegungsgleichung des Galvanometers wird für den vorliegenden Fall wiedergegeben und, ähnlich wie in der Seismometrie, die Einwirkung sinusförmiger magnetischer Flußänderungen behandelt. Es ergibt sich noch bei Perioden, die bis zehnmal größer oder kleiner sind als die Eigenperiode, eine ausreichende Amplituden- und Phasentreue. Für die Ermittlung der absoluten Meßwerte werden Eichverfahren angewendet. In den wiedergegebenen Registrierkurven treten langperiodige (32 bis 38 sec) Wellen auf, die als erdmagnetische Elementarwellen gedeutet werden.

Schmerwitz.

S. E. Forbush. Some practical aspects of the theory of the unifilar horizontal-intensity variometer. *S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* 39, 135—143, 1934, Nr. 2. Die Bedingung für stabiles Gleichgewicht eines Horizontalintensitätsvariometers ohne Kontrollmagnet wird aus der potentiellen Energie des Systems abgeleitet. Es wird bemerkt, daß hochempfindliche Variometer bei unternormalen Werten der Horizontalintensität, die bei magnetischen Stürmen auftreten, instabil werden können. Weitere Untersuchungen wurden über Temperaturkompensation, Skalenwertgleichung und Einwirkung eines Kontrollmagneten angestellt.

Schmerwitz.

J. Bartels. Twenty-seven day recurrences in terrestrial-magnetic and solar activity, 1923—1933. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 201—202, 1934, Nr. 3. Wiedergabe einer Tafel der internationalen magnetischen Charakterzahlen mit 27 tägiger Basis neben der in ähnlicher Weise aufgestellten Sonnenfleckentätigkeit der Zentralzone nebst kurzer Erläuterung.

Schmerwitz.

William J. Peters. Present status of the investigation on dynamic and tilting deviations at the Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 203—207, 1934, Nr. 3. Zur Untersuchung des Einflusses von Schwingungsbewegungen bei magnetischen Schiffsvermessungen werden Nachprüfungen mit Laboratoriumsversuchen in Angriff genommen.

Schmerwitz.

J. W. Green. Magnetic secular-variation in the Pacific region. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 1669—1674, ohne Jahreszahl. Aus Vermessungen im Pazifischen Ozean werden für die magnetischen Elemente Näherungsformeln für die Bestimmung der Säkularvariation aufgestellt.

Schmerwitz.

John A. Fleming. The distribution and need of additional magnetic observatories and secular-variation stations in the Pacific region. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 1675—1683, ohne Jahreszahl. Eine Werbeschrift, die, rückblickend auf die Geschichte der magnetischen Vermessung und die bisher geleistete Arbeit, anlässlich des bevorstehenden 5. Pacific Science Congress sich für eine Erweiterung und Verbesserung der Beobachtungsstationen einsetzt.

Schmerwitz.

John A. Fleming. The relations of magnetic and electric work in the Pacific Ocean to the Polar-Year campaign, 1932—1933. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 1685—1690, ohne Jahreszahl. Aus den Ergebnissen der elektrischen und magnetischen Vermessungen des Polarjahres werden für Vermessungen im Pazifik Verbindungen hergestellt.

Schmerwitz.

Wilfrid C. Parkinson. Terrestrial magnetism at the Watheroo Magnetic Observatory. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 1719—1720, ohne Jahreszahl. Eine kurze Mitteilung des magnetischen Observatoriums in Watheroo in Westaustralien über Messungen der magnetischen Elemente: Deklination, Inklination, Horizontal- und Vertikalintensität für 1919 bis 1931.

Schmerwitz.

F. C. Brown and C. T. Kwei. Results of magnetic observations in North China. S.-A. Chinese Journ. of Phys. 1, 5 S., 1933, Nr. 1.

Max Toperczer. Zur Kenntnis des erdmagnetischen Feldes nach den Ergebnissen der magnetischen Landesaufnahme von Österreich 1930. O. I. Der potentiallose Anteil. Wiener Anz. 1935, S. 13—14, Nr. 2.

Dede.

H. F. Johnston. The equipment and work of the Huancayo Magnetic Observatory. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 1835—1840, ohne Jahreszahl. Die Einrichtung des Huancayo-Observatoriums in Peru, das dem Carnegie Institut in Washington gehört, wird beschrieben.

Schmerwitz.

H. W. Wells. Critical-frequency observations of the *E*-layer at the Huancayo Magnetic Observatory. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 209—214, 1934, Nr. 3. Untersuchung der *E*-Schicht der Ionosphäre in Huancayo zeigten, daß keine kritischen Frequenzen auftreten und ein Übergang zu anderen Schichten allmählich vor sich geht.

Schmerwitz.

C. C. Ennis. Magnetic results of the United States exploring Expedition, 1838—1842, Lieutenant Charles Wilkes, Commander. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. **39**, 91—101, 1934, Nr. 2. Die Veröffentlichung gibt die magnetischen Resultate bekannt, die vor fast einem Jahrhundert (1838—1842) auf einer umfangreichen Vermessungsexpedition der Vereinigten Staaten im Großen Ozean gewonnen wurden. Die fast alle naturwissenschaftlichen Forschungszweige umfassenden Ergebnisse (der Hydrographie, Geographie, Astronomie, Meteorologie, Geologie, Botanik usw.) wurden damals in 24 Bänden und 14 Kartenwerken veröffentlicht. Nur vier Bände, darunter der physikalische mit dem magnetischen Teil konnten aus Geldmangel nicht fertiggestellt werden. Zahlreiche Meßinstrumente der damaligen Zeit standen für jedes der sechs Schiffe der Vermessungsflotte zur Verfügung. Es wurden laufend Bestimmungen der Horizontalintensität und der Inklination vorgenommen. Die Horizontalintensität wurde aus Schwingungsdauerbeobachtungen, bezogen auf eine Basisstation, gemessen. Sämtliche Meßwerte sind hier in Tabellen wiedergegeben. Temperatur und Schwingungskorrekturen wurden bereits beachtet. *Schmerwitz.*

A. M. Cravath and L. B. Loeb. The Mechanism of the High Velocity of Propagation of Lightning Discharges. Phys. Rev. (2) **47**, 259—260, 1935, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Beobachtungen von Schonland und Collens [Proc. Roy. Soc. (A) **143**, 654, 1934] zeigten, daß die leuchtende Spitze der ersten Entladung eines Blitzes mit einer Geschwindigkeit von $3 \cdot 10^9$ cm/sec fortschreitet. Wenn eine Elektronenlawine diese Leuchterscheinung hervorruft, dann müßte, so folgert Verf., die notwendige Feldstärke $4 \cdot 10^6$ Volt/cm sein, um die Geschwindigkeit der Elektronen, unter Berücksichtigung der Ionisation des Einzelelektrons, in dieser Höhe aufrechtzuerhalten. Dagegen würde ein Feld von 10^6 Volt/cm, das 1 cm vor der Entladungsspitze im Gas vorhanden ist, genügen, um durch Ionisationsstöße der schon vor der Entladung vorhandenen Elektronen den Entladungskopf mit der gemessenen Geschwindigkeit voranzutreiben. Die Geschwindigkeit der sichtbaren Leuchtspitze und die der Elektronenlawine in der Entladung wären dann nicht identisch. *Lüder.*

B. Walter. Über die von B. F. J. Schonland und H. Collens entdeckten neuartigen Vorgänge in der Blitzbahn. Ann. d. Phys. (5) **22**, 421—424, 1935, Nr. 4. Die von Schonland und Collens veröffentlichten Blitzbeobachtungen wurden von dem Verf. zum Teil schon vor einigen Jahrzehnten in den Annalen beschrieben. Für die jedoch erstmalig ermittelten Unterschiede in den Entladungsgeschwindigkeiten von der Wolke zur Erde und umgekehrt wird hier eine andere Erklärung mitgeteilt, die für die größere Geschwindigkeit des Blitzes in der umgekehrten Richtung die vorher erzeugte Influenzelektrizität im Erdboden als Ursache heranzieht. *Schmerwitz.*

B. Walter. Development of the Lightning Discharge. Nature **135**, 150, 1935, Nr. 3404. Aus den photographischen Aufnahmen von Schonland und Collens [Proc. Roy. Soc. London (A) **143**, 654, 1934] und der Veröffentlichung von Schonland, Collens und Malan (Nature **134**, 177, 1934) ersieht Verf., daß der Durchbruch bei der ersten Partialentladung eines Blitzes von den folgenden verschieden ist. Der erste Aufbau der Entladung von der Wolke bis zur Erde dauert mehr als $\frac{1}{100}$ sec, jeder folgende desselben Blitzes jedoch nur $\frac{1}{1000}$ sec. *Lüder.*

Harald Norinder. On the nature of lightning discharges. Journ. Franklin Inst. **218**, 717—738, 1934, Nr. 6. Anschließend an frühere Arbeiten des Verf. wird über photographische Aufnahmen der elektrischen Feldänderungen beim Gewitter berichtet. Eine Horizontalantenne ist über einen Widerstand, der

wiederum parallel zu einem Plattenpaar einer Braunschen Röhre liegt, geerdet. Der Elektronenstrahl des Oszillographen trifft normalerweise auf eine Metallscheibe; erst durch den Spannungsstoß eines Blitzes gesteuert, ermöglicht eine relaisartige Anordnung die Belichtung. Als Zeitablenkung wird am zweiten Plattenpaar eine sinusförmige Spannung benutzt, die den Vorteil hat, daß auf einer Aufnahme sowohl die Gesamtentladung mit geringer als auch einige Partialentladungen mit hoher Auflösung festgehalten sind. Durch geeignete Wahl der Frequenz kann die Belichtungsdauer von $10\text{ }\mu\text{sec}$ bis $10^1\text{ }\mu\text{sec}$ ausgedehnt werden. Es wird berichtet über 290 Aufnahmen von 13 Gewittern, meist ergänzt durch visuelle Beobachtung der Entladung. Die sichtbare Entladung besteht stets aus einer Anzahl von Partialentladungen ungleicher Intensität und in unregelmäßigen Zeitabständen aufeinander folgend. Die Vertikalkomponente der Feldstärke tritt ihrer Richtung nach mit beiden Vorzeichen auf.

Lüder.

D. Müller-Hillebrand. Gewitterforschungen nach ausländischen Veröffentlichungen im Jahre 1934. Elektrot. ZS. 56, 417—420, 1935, Nr. 15.

Dede.

M. Rössiger und L. Funder. Messungen des Ionengehaltes von Grubenwettern. ZS. f. Geophys. 11, 75, 1935, Nr. 1/2. (Vortrag 11. Tag. D. Geophys. Ges. Bad Pyrmont, Sept. 1934.) Kurzer Bericht über die Ermittlung einer etwa 30 mal höheren Ionendichte in der Grubenluft, welche mit einem verbesserten Ebertzähler gemessen wurde.

Schmerwitz.

G. Millington. Ionisation charts of the upper atmosphere, Part II. Proc. Phys. Soc. 47, 263—276, 1935, Nr. 2. Die Arbeit bringt eine ausführliche Berichtigung der 1932 veröffentlichten Ionisationskarten der oberen Atmosphäre. Zugleich werden hier die neu gezeichneten Karten und Kurvenbilder in der für diesen Zweck als vorteilhafter erkannten Zentralprojektion wiedergegeben.

Schmerwitz.

J. N. Hummel. Die elektrische Leitfähigkeit von Aggregaten in bezug auf die Leitfähigkeiten ihrer Bestandteile. ZS. f. Geophys. 11, 92—95, 1935, Nr. 1/2. Ein kurzer Überblick über die bis heute durchführbaren mathematischen Ableitungen, nach welchen sechs Bestimmungsstücke festgestellt werden, die von Einfluß auf die Gesamtleitfähigkeit sein können.

Schmerwitz.

P. Lejay. Etude de la variation diurne des atmosphériques à Shanghai. C. R. 200, 768—770, 1935, Nr. 9. Wiedergabe der Registrierung atmosphärischer Empfangsstörungen von 1932—1934 in Tageskurven, die jeweils über einen vollen Monat gemittelt sind. Der Kurvenverlauf zeigt in den drei Jahren weitgehende Übereinstimmungen, vermutlich auf Grund gleicher monatlicher Witterungseinflüsse.

Schmerwitz.

W. J. Rooney. Aurorae and earth-currents. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 103—109, 1934, Nr. 2. Ein Vergleich der Nordlichtbeobachtungen und Erdstromregistrierungen auf der College-Fairbanks-Station während des Internationalen Polarjahres zeigt gute Übereinstimmungen zwischen dem Nordlichtauftreten und Erdstromschwankungen.

Schmerwitz.

W. J. Rooney and K. L. Sherman. Earth-current measurements at the College-Fairbanks Polar-Year Station. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 187—199, 1934, Nr. 3. Über die Einrichtung der College-Fairbanks-Station in Alaska während des Polarjahres werden genauere Angaben veröffentlicht. Erdpotentialmessungen wurden zwischen zwei 1 m tiefen Bleielektroden in 1,28 bzw. 1,21 km Entfernung in Nord-Süd- bzw. Ost-West-Richtung ausgeführt. Der äußere Gesamt widerstand von nahezu 300 Ohm schwankte im Verlauf der

Messungen von 1932 bis 1934 in den beiden Richtungen um etwa 3 bzw. 1 %. Während der Nacht traten kurzperiodische Schwankungen des Potentials von etwa 1 Volt auf. In Tucson (Arizona) und Huancaayo (Peru) wurden ähnliche Störungen beobachtet. Die mittlere Tagesvariation zeigt zwei Schwingungen mit Maxima um 5 und 16 Uhr Ortszeit bei Amplituden von 10 bis 20 Volt pro km. *Schmerwitz.*

W. C. Parkinson. Problems of terrestrial electricity which future observations in the Pacific region will help to solve. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 1845—1852, ohne Jahreszahl. Beschreibung der Einrichtungen des dem Carnegie Institut gehörenden Watheroo Observatoriums in Australien nebst einer Zusammenstellung der bisherigen erdelektrischen Ergebnisse. *Schmerwitz.*

H. Grieger. Ein neuer Apparat zur Messung des Ionenspektrums. ZS. f. Instrkde. 55, 116—122, 1935, Nr. 3. Beschreibung eines neuen Zylinderkondensators zur visuellen und automatisch registrierbaren Ionen-zählung. Dimensionen des Gerätes: Länge = 100 cm, Radien = 5,1 bzw. 4,0 cm; vertikale Anordnung des Kondensators. Zur Feldhomogenisierung an den Kondensatorenden sind die Swannsche bzw. Beckersche Schutzvorrichtung benutzt. Für Registrierungen wird das neue Lutz-Einfadenelektrometer mit dem photographischen Registriergerät der Firma Edelmann, München, vorgeschlagen. Der Einfluß der Bögigkeit in der Aspirationsluft auf die Strömungsgeschwindigkeit im Apparat wird diskutiert und als unterste erreichbare Grenzbeweglichkeit $k_g = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ abgeleitet (so daß also bei Spektralmessungen der Ionenbeweglichkeit die Langevin-Ionen nur zum Teil, die Ultraschwerionen gar nicht miteffa^{ot} werden können). Zwei Meßreihen demonstrieren die Wirkungsweise des Gerätes. *H. Israël.*

G. R. Wait and A. G. McNish. Atmospheric ionization near the ground during thunderstorms. S.-A. Monthly Weather Rev. 62, 1—4, 1934, Jan. Es wird eine Anordnung beschrieben zur fortlaufenden photographischen Registrierung der in bodennahe Luft pro cm^3 und sec gebildeten Ionenpaare (q). Das Ionisationsgefäß besitzt eine Wandung aus dünnem Cellophan, die von den β - und γ -Strahlen durchsetzt werden kann. Registrierungen während Gewitterregen zeigen ein deutliches Anwachsen des q , das in guter Annäherung der gefallenen Regenmenge proportional ist und nach einer dem Zerfall von RaB ähnlichen e -Funktion wieder abklingt. Regenfälle in Verbindung mit Orkanen zeigen dagegen einen kaum merklichen Effekt. Der Grund dafür ist der, daß bei Gewitterregen die radioaktiven Induktionen im Regen aus einer Luftmasse stammen, die nicht allzu lange Zeit vorher mit dem Erdboden in Berührung war, wo sie sich mit RaEm anreichern konnte, während dies bei Orkanen nicht in Betracht kommt; zudem stammt bei diesen die Luftmasse meist vom Ozean und kann schon aus diesem Grunde nur geringen Emanations- und Induktionsgehalt besitzen. Der Zusammenhang dieser Ergebnisse mit der C. T. R. Wilsonschen Theorie betr. Aufrechterhaltung der Erdladung wird diskutiert. *Israël.*

G. R. Wait. A cause for the decrease in the number of ions in air of occupied rooms. S.-A. Journ. Ind. Hygiene 16, 147—159, 1934, Nr. 3. Die Tatsache, daß in geschlossenen Räumen, in denen sich Menschen aufhalten, die Kleinionen zahlenmäßig stark zurückgehen (Versuche von Yaglou, Benjamin und Choate), weist auf die „desionisierende“ Wirkung eines vom menschlichen Organismus produzierten Elementes hin. Nach den Vorstellungen über Ionenentstehung und -wiedervereinigung kann diese Abnahme der Kleinionen nur durch eine starke Vermehrung der Kondensationskerne bedingt sein. Kernzählungen mit einem Aitkenschen Kernzähler zeigen in der Tat ausnahmslos ein starkes Anwachsen der Kerne in Zimmern, in denen sich Menschen längere Zeit aufhalten. Die von

einem Menschen im minutlichen Atemvolumen produzierte Kernzahl wird zu etwa $200 \cdot 10^6$ bestimmt, entsprechend etwa 20 000 pro cm^3 Ausatemungsluft. Diese Zahlen sind unabhängig vom Kerngehalt der eingeatmeten Luft! Die Zunahme der Kerne ist in großen Räumen von 30 bis 40 m^3 Inhalt prozentual wesentlich stärker, als in kleinen Räumen von 1 m^3 Inhalt und weniger. Eine Erklärung dieser Tatsache wird in folgender Weise gegeben: Die Ausatemungsluft ist mit Feuchtigkeit gesättigt; in der kälteren Außenluft kondensiert sie auf den mitausgeatmeten Kernen und läßt diese zu kleinen Tröpfchen anwachsen. Diese können sich nun, wenn der ausgeatmete Luftstrom auf eine Gefäßwand trifft, leichter niederschlagen, als die Kerne normaler Größe. In einem großen Raum, in dem die ausgeatmeten Kerne schon wieder abgetrocknet sind, ehe sie in die Nähe einer Wandung kommen, muß daher der Kernverlust wesentlich geringer, die Anreicherung also wesentlich stärker sein. Auf Grund der Beziehung $q = \omega \cdot N \cdot n$ (N = Gesamtkernzahl, $\omega = 2 \tau_1 \eta_0 / (\tau_1 + 2 \eta_0)$) für das Ionisationsgleichgewicht in kernreicher Luft wird aus der anfangs zitierten Abnahme der Kleinionen in bewohnten Räumen die Kernzunahme und die pro Atemzug erzeugte Kernzahl berechnet und mit der direkten Kernmessung in bester Übereinstimmung gefunden.

Israël.

G. R. Wait and O. W. Torreson. The large-ion and small-ion content of the atmosphere at Washington, D.C. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 111—119, 1934, Nr. 2. Die Verfasser berichten über die Ergebnisse einer längeren Beobachtungsreihe der Groß- und Kleinionenzahlen in Washington. Die Großionen sind 19 Monate lang (März 1932 bis September 1933), die Kleinionen 12 Monate lang (Oktober 1932 bis September 1933) fortlaufend registriert. Zur Mittelbildung sind nur die Registrierungen benutzt, die sich lückenlos über 24 Stunden erstrecken bzw. nur Unterbrechungen von weniger als 4 Stundenintervallen aufweisen. Groß- und Kleinionen sind stets in der gleichen Luftprobe bestimmt. Der Tagesgang der Großionen ist in den Wintermonaten doppelperiodisch (Maxima gegen 8 und 21 Uhr 75° Westzeit), in den Sommermonaten einfach periodisch (Maximum gegen 21 Uhr). Die Kleinionen zeigen im wesentlichen einen umgekehrten Tagesgang, besitzen jedoch eine geringere prozentuale Tagesamplitude. Es wird vermutet, daß im Kleinionenzähler noch merkliche Mengen kleiner Mittelionen mit abgefangen werden, die die Zahlen fälschen und wegen ihrer entgegengesetzten Variationstendenz die Tagesamplitude verkleinern. Die Mittelwerte der Großionenzahlen zeigen die bekannte Jahresperiode: Maximum im Winter, Minimum im Sommer. Die Kleinionenzahlen verhalten sich — bei weniger deutlicher Ausprägung des Ganges — umgekehrt. Großionen und relative Feuchtigkeit zeigen in den Wintermonaten gleichsinnigen, in den Sommermonaten gegensinnigen Verlauf, was darauf hindeutet, daß sich der Ionencharakter mit der Jahreszeit ändert. Es wird vermutet, daß dies für das Zustandekommen der Jahres- und Tagesgänge der Ionen neben den bekannten Faktoren (Konvektion, Großstadteinfluß) wesentlich mitbestimmend ist. Für die Beweglichkeit der Großionen wird aus vier Messungen der Wert $k = 4,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ ermittelt, der deutlich von dem in Paris gefundenen Wert (Langevin) $k = 3 \cdot 10^{-4}$, abweicht, also auf einen von Ort zu Ort verschiedenen spezifischen Ionencharakter hinweist. Genauere Messungen des Ionen-Beweglichkeitsspektrums sind nicht ausgeführt.

Israël.

R. Guizonnier. Phase de la composante diurne du gradient de potentiel électrique terrestre. C. R. 200, 852—853, 1935, Nr. 10. Im Anschluß an frühere Untersuchungen über den täglichen Gang des erdelektrischen Potentialgefälles werden im wesentlichen drei Gruppen festgestellt: 1. das Maximum findet mittags oder um Mittag statt, 2. das Maximum tritt um Mitternacht auf, 3. bei der gleichen Station finden wir das Maximum einmal um Mittag, das andere Mal

um Mitternacht. Die Ursache dafür ist auf keinen Fall in einem direkten Sonneneinfluß zu suchen. Vielmehr muß die Höhe der sogenannten Ionosphäre für das unregelmäßige Auftreten des Maximums verantwortlich gemacht werden.

Fritz Hänsch.

H. Th. Graziadei. Zur Turbulenz bei Ionenzählern. *Phys. ZS.* **36**, 181—182, 1935, Nr. 5. Im Anschluß an kritische Bemerkungen von Gish über die Abhängigkeit der Ergebnisse von Ionenzählungen mit dem Ebertschen Apparat von der Geschwindigkeit des angesaugten Luftstromes wird, gestützt auf Beobachtungen von Kohlrausch über das Auftreten von Turbulenz in weiten Röhren, gezeigt, daß Messungen mit kurzer und langer Innenelektrode zu gleichen Werten führen, wenn die Geschwindigkeit der Luft nieder genug gehalten wird, um das Vorhandensein laminarer Luftströmung zu gewährleisten. *K. W. F. Kohlrausch.*

Werner Vogt. Radiologische Untersuchungen im Radiumbad Brambach. *ZS. f. Geophys.* **11**, 29—35, 1935, Nr. 1/2. Ein Gelände in unmittelbarer Nähe des Radiumbades in Brambach wurde zur Festlegung der wasserführenden Spalten geophysikalisch nach der Methode der radioaktiven Bodenluftuntersuchung vermessen. Die Meßmethode und die Ergebnisse werden im ersten Teil der Arbeit besprochen; ein Vergleich mit rein geologisch gefundenen Tatsachen, wie er für einen Teil des Geländes möglich war, fällt erwartungsgemäß gut aus. Außerdem wurden verschiedene Gesteinsproben aus der näheren und weiteren Umgebung des Bades auf Uran-Radiumgehalt untersucht. Auf einige Besonderheiten und Zusammenhänge mit den dortigen radiologischen Verhältnissen wird im Text hingewiesen. *K. W. F. Kohlrausch.*

Hubert Garrigue. Radioactivité de l'air en montagne. *C. R.* **200**, 414—415, 1935, Nr. 5. Es werden Messungen des Rn-Gehalts der Luft am Pic du Midi (2860 m) mitgeteilt, die einerseits mit einem transportablen, andererseits mit einem selbstregistrierenden Apparat durchgeführt wurden; letzterer mißt den Gehalt der Luft zwischen Boden und Schneedecke; die Ergebnisse werden kurz besprochen.

K. W. F. Kohlrausch.

Joachim Scholz. Lufterlektrische Parallelmessungen auf zwei 46 km voneinander entfernten arktischen Stationen. *Meteorol. ZS.* **52**, 54—57, 1935, Nr. 2. Die Messungen wurden in der Franz-Josephland-Inselgruppe im Polarjahr durchgeführt. Der Gang und die Veränderungen des Potentialgradienten zeigten sich an beiden Stationen in gleicher Weise, wiesen keine Abhängigkeit von lokalen meteorologischen Verhältnissen auf und scheinen daher auf Vorgänge in der höheren Atmosphäre zurückzuführen zu sein. Schneegleiten erhöhte den Potentialgradienten wesentlich. Ganz feine, kaum sichtbare Wolken, die vom Gletscher herkamen, beeinflussten auch den Gang des Potentialgradienten.

F. Steinhauser.

A. R. Hogg. Continuous observations of the rate of production of small ions in the atmosphere. *Gerlands Beitr.* **43**, 359—378, 1935, Nr. 4. Die Registrierungen wurden am Common Wealth Solar Observatory bei Canberra in Australien durchgeführt. Die Beobachtungsmethode und die Apparatur werden ausführlich geschildert. Der Ionisationsgrad q der Atmosphäre zeigt einen ausgesprochenen Tagesgang mit einem deutlichen Maximum um 17 Uhr Gr. Z. Als Mittelwert ergibt sich 21 Ionenpaare/cm³ sec; davon entfallen 65 % auf atmosphärische Strahlung (Gehalt an radioaktiven Substanzen), 28 % auf Erdstrahlung und 7 % auf kosmische Strahlung. Die mittlere Lebensdauer der kleinen Ionen beträgt 62 sec. Mit wachsender Windgeschwindigkeit nimmt der Ionisationsgrad ab. Die Möglichkeit einer weltzeitlichen Schwankung des Ionisationsgrades wird besprochen.

F. Steinhauser.

O. Macek und W. Illing. Messung des Emanationsgehaltes der Luft nach der Spitzenmethode. Gerlands Beitr. 43, 388—418, 1935, Nr. 4. Es wird eine neue Eichformel für die Messung nach der Spitzenmethode, der die Tatsache zugrunde liegt, daß alle in der Luft vorhandenen radioaktiven Bestandteile durch elektrische Spitzenentladungen auf eine Metallelektrode niedergeschlagen werden, aufgestellt. Der Faktor, um den sich diese Formel von der alten unterscheidet, wurde durch Parallelmessungen mit einer direkten Methode (Doppelkammermethode) in Innsbruck bestimmt. Bei Verwendung von Wechselstrom waren die Absolutwerte der Spitzenmethode fast genau um die Hälfte zu klein, weil Teilchen auch an der Außenelektrode abgelagert worden waren, die dann der Messung in der Ionisationskammer entgingen. Das Abfangvermögen des Spitzenapparates sinkt mit zunehmender Frequenz des verwendeten Wechselstromes. Der Mittelwert der Zahl der Radon-Atome pro cm^3 war $7,73$ ($= 434 \cdot 10^{-18}$ Curie/ cm^3), der Höchstwert $45,9$ und der kleinste Wert $0,41$; die entsprechenden Werte für Thoron waren $2,76 \cdot 10^{-4}$ bzw. $9,5 \cdot 10^{-4}$ und $0,53 \cdot 10^{-4}$ Atome pro cm^3 . Das Verhältnis von Atome Radon zu Thoron lag zwischen $10\,000$ und $100\,000$ und war im Mittel $39,400$. Im Tagesgang des Emanationsgehaltes zeigte sich bei gleichmäßigem ungestörten Wetter ein Maximum um 7 Uhr und ein Minimum um 16 Uhr; bei überwiegend schlechtem Wetter kommt noch ein zweites Maximum um 15 Uhr zur Zeit des Temperaturmaximums hinzu. Der Radongehalt nahm zu mit steigender Luft- und Bodentemperatur, bei hohem Druck und starkem Druckfall, er nahm ab mit zunehmender Feuchtigkeit, zunehmender Bewölkung, bei ergiebigen Niederschlägen und bei starken Winden.

F. Steinhäuser.

Joachim Scholz. Kernzahlmessungen auf Franz-Josephs-Land. Gerlands Beitr. 43, 419—423, 1935, Nr. 4. Die Messungen wurden mit einem großen Kernzähler eigener Konstruktion im Polarjahr durchgeführt. Der Kerngehalt der Luft auf Franz-Josephs-Land war außerordentlich gering und betrug im Mittel aus allen Messungen 795 Kerne/ cm^3 . Der Höchstwert war $15\,200$ Kerne/ cm^3 am 22. August 1933. In kalten Monaten ist der Kerngehalt geringer als in wärmeren; dies hängt wahrscheinlich mit dem Unterschied in der Eisbedeckung des Meeres zusammen. Die Einzelmessungen sind in Tabellen wiedergegeben.

F. Steinhäuser.

Joachim Scholz. Ergebnisse der Messungen des Potentialgradienten und vertikalen Leitungsstromes auf Franz-Josephs-Land. Gerlands Beitr. 43, 424—436, 1935, Nr. 4. In der kalten Jahreszeit stiegen schon einige Stunden vor dem Ausbruch von Schneestürmen Gradient und vertikaler Leitungsstrom stark an und behielten die hohen Werte bis einige Zeit nach dem Abflauen des Schneesturmes. Im Sommer wurde diese Erscheinung weniger beobachtet. Im Nebeltreiben wurden auch sehr hohe Werte des Potentialgradienten gemessen. Die Nebelladung war stark positiv. Im Mittel aus allen niederschlagsfreien Tagen wurde bis 100 Volt/m die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes bei konstanter Leitfähigkeit festgestellt, während bei weiter ansteigendem Gradienten die Leitfähigkeit ein wenig abnahm und der Vertikalstrom langsamer wuchs als der Gradient. Es ist anzunehmen, daß von 100 Volt/m an im Sinne wachsender Spannung für die Kleinionen Sättigungsstrom vorhanden war, während noch ein weiterer Stromanteil von den mittelbeweglichen Ionen herrührte.

F. Steinhäuser.

O. W. Torreson. On the value of the ratio of the number of uncharged nuclei (N_0) to the number of charged nuclei of one sign (N_+) at Washington, D. C. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 65—68, 1934, Nr. 1. Das Verhältnis der Anzahl der ungeladenen Kerne N_0 zur Anzahl der geladenen N_+ ist in der freien Atmosphäre gemäß der gegenwärtigen

Annahme eine Konstante. Dies verlangt aber auch, daß die Beziehung N_{\pm}/N_A , wo N_A die Gesamtzahl der Kerne pro ccm in der Atmosphäre darstellt, ebenfalls konstant ist. Vergleicht man nun die veröffentlichten Daten, so fällt die tägliche Änderung in der Zahl der geladenen Teilchen eines Vorzeichens N_{\pm} im März 1932 und weiter die tägliche Schwankung der Zahl der gesamten Kerne N_A in demselben Monat verschiedener Jahre auf. Aus dem Verlauf der Kurve für die tägliche Variation der Beziehung N_{\pm}/N_A ist zu schließen, daß dieses Verhältnis während eines Tages nicht konstant ist, sondern beträchtlichen Schwankungen unterworfen ist. Ein deutliches Maximum tritt um 5 oder 6 Uhr auf und ergibt Werte, die doppelt und mehr so groß sind, wie während der Tageszeiten. Ob diese Schwankungen reell sind oder durch die benutzten Meßanordnungen bzw. durch Beobachtungsschwierigkeiten bedingt sind, muß durch weitere Versuche klargestellt werden. Das Maximum liegt zu einer Zeit höchster Feuchtigkeit, und es liegt die Vermutung nahe, daß „feuchte“ Kerne von dem ersten Aitkenschen Zähler vor dem Kondensator nicht gezählt werden und daher die Zahl der Gesamtkerne N_A zu klein gemessen wird. Diese Tatsache wäre für alle Arbeiten mit dem Aitkenschen Zähler von großem Interesse. Weitere Messungen von N_{+} , N_{-} , N_0 und N_A über eine Versuchsdauer von 24 Stunden sind von Wichtigkeit. Verleger.

Joseph Kaplan. Light of the Night Sky. Nature 135, 229, 1935, Nr. 3406; auch Phys. Rev. (2) 47, 193, 1935, Nr. 2. Dem früher benutzten Entladungsrohr wurde 1 % Sauerstoff beigemischt. Bei Steigerung der Anzahl von Entladungen wurde ein wesentlicher Wechsel im Spektrum beobachtet. Die grüne Linie, anfangs nicht beobachtet, erhält eine Intensität analog der des Nachthimmel- und Polarlichtspektrums. Die erste negative Bande von N_2^+ fehlt, die zweite positive und die Vegard-Kaplansche Zwischenkombination sind anwesend, Glieder größerer Wellenlänge der letzteren nehmen an Intensität zu. Die Goldsteinsche Bande fehlt. Dies läßt Zweifel zu an der Identifikation der X_1 - und X_2 -Linien nach Hamada. Die Dufayschen Linien 4422 und 4171 sind wahrscheinlich identisch mit Rayleighschen Linien. Übereinstimmung von Linien der Vegard-Kaplanschen Bande mit Dufayschen Beobachtungen, sowie der experimentelle Befund sprechen für die Richtigkeit der Deutung des Nachthimmelspektrums. Sättele.

A. M. Skellett. The ionizing effects of meteors. Proc. Inst. Radio Eng. 23, 132—149, 1935, Nr. 2. Erzeugung von Ionisation der oberen Atmosphäre durch Meteore wird theoretisch erörtert. Im Einklang damit steht das Nachleuchten der Meteorbahn in der E-Region der Ionosphäre, ebenso der eigentümliche Schein des Himmels bei Auftreten großer Schwärme, nicht dagegen spricht das Fehlen atmosphärischer Linien im Meteorspektrum. Nachweis der Ionisation durch Radioeffekte (Fading) geschieht am Material des Kurzwellensenders London—New York 1930 32 und an speziell zu obigem Zweck angestellten Empfangsbeobachtungen kurzer Wellen von Schafer und Goodall. Große Effekte erfordern große Schwärme. Es zeigen sich rasche Ionisationszunahmen kurzer Intervalle und Zunahmen längerer Dauer, deren Maxima zeitlich mit der beobachteten Meteoritentätigkeit zusammenfallen. Auf kurze Wellen über große Entfernungen wird die, visuell nicht zugängliche, F-Region von Einfluß sein. Die Ionisation zugrunde legend, ergibt sich für ein Meteor der Helligkeit — 1 eine Größe von $0,3 \text{ g}$. Der Wiedervereinigungskoeffizient ist kleiner als $0,2 \cdot 10^{-8} \text{ ccm/sec}$. Sättele.

Jean Cabannes. Sur l'origine des radiations émises par le ciel nocturne dans l'intervalle spectral 5000—8000 Å. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 601—613, 1934, Nr. 12. Die Arbeit stützt sich auf eine Reihe von Untersuchungen der spektralen Verteilung des Nachthimmellichtes, die in Lyon,

Montpellier und auf dem Pic du Midi ausgeführt worden sind. Es wird das Spektralgebiet zwischen 5000 und 8000 Å analysiert. Der Verf. findet in diesem Gebiet ein diskontinuierliches Spektrum atmosphärischen Ursprungs, in dem die Nordlichtlinien 5577 und 6314 vorherrschen. Daneben besteht das Spektrum hauptsächlich aus der ersten positiven Stickstoffgruppe, aus Sauerstoffbanden und aus dem Schwingungsspektrum des Wassermoleküls. Die wichtigsten Einzelheiten des Spektrums werden theoretisch behandelt.

Ritschl.

E. C. S. Megaw. Radio wave propagation. An ultra short wave demonstration model. S.-A. Wireless Eng. 1934, 4 S., Nov. Ein Magnetronsender für 10 bis 30 cm-Wellen und ein entsprechender Empfänger werden benutzt, um an einem stark verkleinerten Erdmodell Ausbreitungsstudien der elektrischen Wellen zu machen. Polarisations-, Fading- und Schattenphänomene lassen sich anschaulich demonstrieren. Eine große Gasentladungsröhre als Ionosphärenmodell ermöglicht Untersuchung von Reflexionserscheinungen.

Hermann Schaefer.

D. F. Martyn. The propagation of medium radio waves in the ionosphere. Proc. Phys. Soc. 47, 323—339, 1935, Nr. 2. Alle verfügbaren Messungen von Raumwellenintensitäten bei mittleren Frequenzen werden gesammelt und als Feldstärke- und Entfernungskurven dargestellt, und zwar für sechs typische Wellenlängen und Entfernungen von 25 bis 100 km. Daraus werden die schwundfreien Zonen von Sendern über Böden beliebiger Leitfähigkeit bestimmt. Für den Reflexionskoeffizienten der E-Schicht wird ein empirischer Ausdruck gefunden. Die Beobachtungen rechtfertigen nicht die Existenz eines linearen oder parabolischen Ionisationsgradienten in dieser Schicht. Diese Unstimmigkeit wird auch nicht beseitigt durch die Annahme einer absorbierenden D-Schicht unter der E-Schicht oder durch Betrachtung der Änderung der Höhe mit der Kollisionsfrequenz eines Elektrons im Bereich der Luftmoleküle der E-Schicht. Es ergibt sich jedoch eine Erklärung, wenn der Ionisationsgradient durch eine Exponentialfunktion ausgedrückt wird. Verf. ermittelt die Kollisionsfrequenz zu 10^6 Kollisionen pro Sekunde in einer Höhe von 90 km, übereinstimmend mit der Schätzung von Chapman. Die Ergebnisse wurden nicht berührt durch die Verwendung der Strahlenmethoden der geometrischen Optik oder durch die Vernachlässigung des Einflusses des erdmagnetischen Feldes.

Winckel.

D. F. Martyn and A. L. Green. Long-distance observations of radio waves of medium frequencies. Proc. Phys. Soc. 47, 340—351, 1935, Nr. 2. In Anwendung der Frequenzänderungsmethode von Appleton und Barnett wurden die von oben einfallenden Wellen eines Senders mit 1415 Hertz in Entfernungen von 25 und 700 km gleichzeitig beobachtet. Mehrere herabkommende Wellen waren an dem entfernteren Ort zu empfangen. Jede dieser Wellen wurde erkannt durch Einsetzung der Weglänge der einzeln reflektierten Wellen von der E-Schicht. Es wurde ermittelt, daß die äquivalenten Höhen der E- und F-Schichten relativ stabil über den 700 km-Übertragungsweg hinaus sind und nicht beträchtlich mit dem Einfallswinkel der Welle sich ändern. Die äquivalente Höhe der F-Schicht zeigt ein ausgesprochenes Minimum um 3 Uhr morgens. Der Grad der Ausbreitung der Minimumhöhe in horizontaler Richtung scheint langsamer als der Grad der Sonnenuntergangsausbreitung in selber Richtung zu sein. Die Ionisationsdichte der E-Schicht am frühen Morgen war stets größer als $2,4 \cdot 10^3$ Elektronen/cm³ und während der Halbzeit der Beobachtungen geringer als $8,3 \cdot 10^3$ Elektronen/cm³.

Winckel.

D. F. Martyn and A. L. Green. The Characteristics of Downcoming Radio Waves. Proc. Roy. Soc. London (A) 148, 104—120, 1935, Nr. 863. Es wird

der Nachweis erbracht, daß die nicht übereinstimmenden Resultate, die andere Bearbeiter bei der Messung des Einfallswinkels herabkommender Wellen erhalten haben, hauptsächlich der lateralen Abweichung der elliptisch polarisierten Welle von der Ebene der Ausbreitung zuzuschreiben ist. Eine neue Meßmethode für diesen Winkel wird beschrieben, die vom Einfluß dieser lateralen Abweichung nicht berührt wird. Danach wird gleichzeitig von drei Antennensystemen empfangen, womit es möglich wird, alle elektrischen und geometrischen Charakteristiken der herabkommenden Welle und ihre Änderungen von Sekunde zu Sekunde zu bestimmen. Die gemessenen Einfallswinkel der von der *E*- und *F*-Schicht herabkommenden Strahlung nähert sich den Werten, die symmetrischer Reflexion entsprechen. Ein beträchtlicher Anteil lateraler Abweichung des niederkommenden Strahls ist gewöhnlich nachzuweisen. Die Polarisation der einfallenden Welle ist rechtshändig und fast zirkular, doch kommen Abweichungen vor, die auf einen Zusammenhang mit dem Winkel zwischen niederkommendem Strahl und dem Erdmagnetfeld hindeuten.

Winckel.

Théodore Ionescu et Constantin Mihul. Sur la structure de la couche ionisée de l'atmosphère (ionosphère). C. R. 199, 1301—1303, 1934, Nr. 23. Berichtigung ebenda S. 1693, Nr. 26. Auf Grund von Versuchen mit ionisierten Gasen kommen Verf. zur Berechnung der Reflexion elektromagnetischer Wellen in großen Höhen der Atmosphäre. Es ergeben sich Formeln für die Brechung, Auslöschung und Reflexion in Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit. Die Kurven hierfür sind gezeichnet in Abhängigkeit von der Frequenz und den Schichthöhen, in denen die Reflexion stattfindet. Daraus erkennt man, daß die experimentell beobachteten Diskontinuitäten nur scheinbar sind und die reellen Reflexionsniveaus sich kontinuierlich ändern. Ferner sind die Reflexionen nur partiell, woraus sich erklärt, weshalb allgemein die reflektierte Energie kleiner ist als diejenige, die man bei totaler Reflexion erwarten würde. Die Rechnung zeigt, daß die totale Reflexion nur ein Sonderfall ist, der beim Übergang von einer zur anderen Schicht eintritt, was mit den Beobachtungen übereinstimmt. Die durch eine Schicht reflektierten Frequenzen sind Funktionen der Elektronendichte und ihrer Änderung mit der Höhe. Daraus lassen sich auch Vielfachreflexionen für bestimmte Wellenlängen herleiten. In Heft 26 werden die Formeln (1) für ϵ und σ berichtigt.

Winckel.

O. O. Pulley. A self-synchronized system for ionospheric investigation by the pulse method. Proc. Phys. Soc. 46, 853—871, 1934, Nr. 6 (Nr. 257). Es wird eine Impulsmethode zum Studium der Ionosphäre beschrieben, wobei Sende- und Empfangsstation an entfernten Orten ohne gegenseitige Verbindung (also keine Netzsynchronisierung, aber im Bereich der Bodenwelle) aufgestellt sind. Selbst bei beträchtlichen Interferenzstörungen erhält man eine stetige Anzeige der Schichthöhe und der Echointensität auf dem Schirm des Kathodenoszillographen. Die Änderung der Schichthöhe mit der Frequenz kann photographisch aufgenommen werden, ebenso die zeitliche Änderung der Höhe. Die Impulsmodulation des Senders geschieht in einfacher Weise mit Hilfe eines Thyatrons ohne die üblichen Verstärker oder Hilfssteuerröhren. Die Aufzeichnung erfolgt gleichzeitig mit einer Zeitskala. Schaltungen und Antennenausführungen von Sender und Empfänger werden ausführlich beschrieben, ferner Filmaufzeichnungen wiedergegeben, die diskutiert werden.

Winckel.

H. G. Booker. Some General Properties of the Formulae of the Magneto-Ionic Theory. Proc. Roy. Soc. London (A) 147, 352—382, 1934, Nr. 861. In Appletons magnetoionischer Ausbreitungstheorie der drahtlosen Wellen wird im allgemeinen ein senkrechter Einfallswinkel angesetzt und die

Dämpfung infolge von Elektronenzusammenstößen vernachlässigt. Die Verff. entwickeln diese Theorie weiter ohne die gemachte Vernachlässigung, außerdem sind auch schräge Einfallswinkel zugelassen. Die Ergebnisse werden an Hand einer großen Anzahl von Diagrammen besprochen.

Blechschmidt.

G. A. Suckstorff. Eine transportable Zählrohrapparatur und ihre Anwendung im Gelände. ZS. f. Geophys. 11, 95—101, 1935, Nr. 1/2. Es wird eine transportable Zählrohrapparatur und ein Anwendungsbeispiel über einer Verwerfung beschrieben.

Kolhörster.

Berthold Sturm. Eine neue Ausführungsform des Geigerschen Spitzenzählers zur Lichtmessung und Beispiele für seine Anwendung. ZS. f. Phys. 94, 85—103, 1935, Nr. 1/2. Es werden eingehend Versuche mit einem zur Lichtmessung geeigneten Spitzenzähler beschrieben und Beispiele für seine Anwendbarkeit erörtert. Die Empfindlichkeit des neuen Zählers für Licht ist ungefähr gleich derjenigen von Lichtzählrohren. Da er geringeren Dunkeleffekt als diese aufweist, kann mit kürzerer Meßzeit gearbeitet werden.

Kolhörster.

Victor F. Hess. Zur Kritik der Abhandlung von Arthur Wagner (Innsbruck) „Kritische Bemerkungen zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung (nach Aufzeichnungen auf dem Hafelekar)“. Wiener Anz. 1935, S. 43—44, Nr. 5. Kurze Bemerkungen zur Inhaltsangabe der Arbeit Arthur Wagners: „Kritische Bemerkungen zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung (nach Aufzeichnungen auf dem Hafelekar)“ im Wiener Anzeiger. Nach Erscheinen der ausführlichen Arbeit Arthur Wagners in den Wiener Ber. wird eine hierauf bezügliche Erwiderung auch in diesen in Aussicht gestellt.

Kolhörster.

A. F. Stevenson. A Criticism of Dr. L. G. H. Huxley's Theory of the Origin of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 46, 1111—1112, 1934, Nr. 12. Huxleys Theorie (Phil. Mag. 18, 971, 1934; Nature 134, 418, 571, 1934) über das Verhalten der Höhenstrahlung im erdmagnetischen und (angenommenen) erd-elektrischen Felde dürfte das vorliegende Problem zu sehr „übervereinfacht“ haben, ähnlich wie Störmer (Phys. Rev. 45, 835, 1934) dies von der „somewhat obscure theory“ von Lemaître und Vallarta (Phys. Rev. 43, 87, 1933) gezeigt hat.

Kolhörster.

Robert A. Millikan and H. Victor Neher. The Equatorial Longitude Effect in Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 47, 205—208, 1935, Nr. 3. Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung auf Schiffsreisen mit automatisch registrierender Ionisationsapparatur zeigen den auch von Clay gefundenen magnetischen Längeneffekt. So nimmt die Intensität der Höhenstrahlung zwischen etwa 42° magnetischer Breite bis zum magnetischen Äquator ab, in der Gegend von Singapur um 12 %, zwischen Los Angeles und Sidney um 10 %, in der Gegend von Peru um 7 %. Die magnetische Asymmetrie auf der Erdoberfläche erstreckt sich also weit in den Weltenraum hinaus. Die vorliegenden Beobachtungen sind mit einer Pollage von etwa 78° N, 69° W verträglich, also mit derjenigen, welche rechnerisch aus der Gaußschen Theorie des Erdmagnetismus aus dem ersten Gliede der Entwicklung folgt (78° 30' N, 69,08° W), während aus direkten Beobachtungen (Ross 1831, A m u n d s e n 1903) 70° N, 96° W für den nördl. magnetischen Pol gefunden wurden.

Kolhörster.

J. E. I. Cairns. Production of Induced Radioactivity by the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 194, 1935, Nr. 2.

Luis W. Alvarez. Artificial Radioactivity Induced by Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 47, 320—321, 1935, Nr. 4. Cairns hatte über die Häufigkeit

von Stößen experimentelle Daten angeführt. Er fand eine so große Anzahl von Doppelstößen (im Intervall bis zu 1 min), daß diese in einem Falle 94-, im anderen 164 mal die Anzahl der aus Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen zu erwartenden übertraf. Die Formel für die Abschätzung wurde nicht angegeben, aber darum der Schluß gezogen, daß durch Höhenstrahlung künstliche Radioaktivität erzeugt würde. Alvarez leitet die betreffende Formel ab, bestätigt sie experimentell und zeigt, daß die Anzahl der Doppelstöße, wie sie von Cairns beobachtet wurde, der Wahrscheinlichkeit entspricht, so daß hiermit die Annahme einer durch Höhenstrahlung erzeugten künstlichen Radioaktivität aus den Versuchen von Cairns nicht gefolgert werden kann.

Kolhörster.

K. Narkiewicz-Jodko and S. Ziemecki. Cosmic rays observations on the Atlantic Ocean. *Acta Phys. Polon.* 3, 297—300, 1934. (Englisch mit polnischer Zusammenfassung.) Kurzer Bericht über einige Messungen der Höhenstrahlung auf einer Seereise zwischen London und Buenos Aires und zurück.

Kolhörster.

Robert A. Millikan. What to believe about cosmic rays. *Science* (N.S.) 81, 211—215, 1935, Nr. 2096. Kurzer Bericht über einige Probleme der Höhenstrahlungsforschung. Verf. bezweifelt nunmehr die Gültigkeit aller Formeln zur Bestimmung der Wellenlänge aus Absorptionskoeffizienten für Höhenstrahlung und damit auch seine früheren Hypothesen über die Entstehung der Höhenstrahlung.

Kolhörster.

Pierre Auger et A. Rosenberg. Sur les effets secondaires des rayons cosmiques. *C. R.* 200, 447—449, 1935, Nr. 6. Drei parallele, nicht in einer Ebene liegende Zählrohre geben unter dem Einfluß der Höhenstrahlung Dreifachkoinzidenzen, deren Anzahl ein Maximum erreicht, wenn mit 1,7 cm Blei gefiltert wird. Mit wachsender Bleidicke erfolgt danach verlangsamte Abnahme (vgl. Rossi, Gilbert, Treufer). Man erklärt dies Verhalten damit, daß die primären korpuskularen Höhenstrahlen Photonen großer Energie beim Durchsetzen der Atmosphäre erzeugen, die ihrerseits im Panzer Schauer bilden, welche die Koinzidenzen hervorrufen. Vergleicht man die Ergebnisse mit Bleifilterung bzw. Kohlefilterung, so erhält man höhere Koinzidenzzahlen gegenüber Luft und Blei. Panzert man nun ein Zählrohr mit 1 cm Blei, so erhält man mit durch Blei gefilterten Strahlen eine starke Abnahme der Koinzidenzen, mit durch Kohle gefilterten eine geringere. Läßt man die schauererzeugenden Strahlen erst durch 2 cm Blei, dann durch 60 cm Kohle gehen, so tritt weiter eine starke Abnahme der Koinzidenzenzahl ein. Daraus folgt, daß diese Strahlen etwa quadratisch mit der Atomnummer des zur Panzerung benutzten Elements absorbiert werden. Es bestätigen sich also die Ergebnisse früherer Beobachter.

Kolhörster.

W. H. McCrea. Cosmic Rays and Novae. *Nature* 135, 371—372, 1935, Nr. 3410. Verf. bespricht, ob die bei einem Novaprozeß freiwerdende Energie ausreichend sein kann, um die von Kolhörster in Potsdam beobachtete Zunahme der Höhenstrahlung während des Aufflammens der Nova Herkulis zu erklären. Dies ist der Fall, wenn, entsprechend Eddingtons Hypothese, der Stern eine ausgedehnte Gasmasse darstellt, die durch den Novaprozeß plötzlich zusammenschrumpft, dagegen nicht, wenn die Masse des Sterns schon vorher zum Zentrum konzentriert war.

Kolhörster.

P. Kipfer. A High-Pressure Wilson Cloud Chamber. *Nature* 135, 431—432, 1935, Nr. 3411. Es werden Versuche mit einer kleinen Nebelkammer (Durchmesser 2 cm) beschrieben, die mit Drucken bis 100 Atm. betrieben werden kann. Auf Grund der Ergebnisse wird eine größere von 8 cm Durchmesser gebaut.

Kolhörster.

J. Clay and P. M. van Alphen. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition. IV. Variation of the intensity of the radiation at different heights. *Physica* 2, 183—188, 1935, Nr. 3. Um den Einfluß der geomagnetischen Breite auf die spektrale Intensitätsverteilung im Höhenstrahlungsgemisch zu untersuchen, wurden Flüge bis zu 5000 m Höhe in Amsterdam (53° N) und Bandoeng (18° S) durchgeführt. Zu den Messungen diente die bereits bei der Erforschung des Breiteneffekts (*Physica* 1, 830, 1934) benutzte Ionisationsapparatur (Meßgenauigkeit 1 %). Der Vergleich der Ionisationswerte im allseits geschlossenen und im oben offenen Panzer (8 cm Fe) bestätigte, daß die Gesamtstrahlung in Bandoeng schwächer, aber härter ist als in Amsterdam. Die durch den Panzer gefilterten härteren Strahlungskomponenten in Amsterdam besitzen denselben Schwächungskoeffizienten wie die Gesamtstrahlung in Bandoeng. Dessen Größe wurde praktisch höhenunabhängig zu $0,38 \text{ m}^{-1} \text{ H}_2\text{O} = 0,052 \text{ cm}^{-1} \text{ Hg}$ gefunden. Der letztere Wert entspricht dem Barometereffekt in Bandoeng (4 bis 6 %). Die Messungen im Flugzeug stimmen im wesentlichen mit einigen Bodenmessungen in verschiedenen Seehöhen überein, erscheinen aber störungsfreier und daher zuverlässiger als diese.

Erwin Miehlnickel.

J. Clay. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition. V. The variation of the radiation with atmospheric pressure. A barometer paradox. The influence of clouds. *Physica* 2, 189—195, 1935, Nr. 3. Mit einer Ionisationskammer wurde unter Panzern verschiedener Dicke der Barometereffekt bestimmt (Genauigkeit 0,5 %). Die Messungen erstreckten sich über 6 Wochen in der Regenzeit. Die maximale Wolkenbedeckung am Nachmittag schwächte die Strahlung merklich, was durch Messungen mit Vierfachkoinzidenzen bestätigt werden konnte. Möglicherweise handelt es sich dabei entsprechend der Ansicht von Schonland und Viljoen [*Proc. Roy. Soc. London (A)* 140, 314, 1932] um die Wirkung elektrischer Felder in entfernten Gewitterwolken. In der ungestörten Tageszeit findet sich für Panzerdecken von 0, 4,5, 13,5, 22 und 31 cm Pb die bekannte negative Korrelation zwischen Ionisierungsstärke und Luftdruck. Bei einer Decke von 9 cm Pb läuft dagegen die Ionisierungsstärke dem Druck parallel. Verf. deutet diese Unstetigkeit in Verbindung mit dem beobachteten Wolkeneffekt durch eine intermediäre Photonenstrahlung. Dieser Strahlung werden die Schauer zugeschrieben, deren Produktion anscheinend bei 9 cm Pb ein Optimum erreicht.

Erwin Miehlnickel.

Jean Legrand. Sur l'utilisation des observations du niveau moyen des mers en vue de la recherche des cycles climatiques. *C. R.* 200, 573—575, 1935, Nr. 7.

Dede.

Arnold Schumacher. Neuere Arbeiten über den Golfstrom im westlichen Atlantischen Ozean. *Ann. d. Hydrogr.* 63, 53—58, 1935, Nr. 2. Die Arbeit beschränkt sich im wesentlichen auf ozeanographische Studien über den eigentlichen Golfstrom, d. h. die Wasserbewegung in den westindischen Gewässern und über dem nordamerikanischen Becken.

H. Ebert.

K. Kalle. Meereskundliche chemische Untersuchungen mit Hilfe des Zeiss'schen Pulfrich-Photometers. IV. Mitteilung. Der Einfluß chemischer Stoffe auf die Phosphatgehaltsbestimmung. *Ann. d. Hydrogr.* 63, 58—65, 1935, Nr. 2. Nach Abschluß der methodischen Untersuchung der Phosphatgehaltsbestimmung (1934) befaßt sich die vorliegende Arbeit mit dem Einfluß in der Lösung vorhandener Begleitstoffe auf die Phosphatreaktion. Diese Stoffe lassen sich einteilen auf Grund der verschiedenen Komponenten, welche von ihnen primär angegriffen werden, wie z. B. Schwefelsäure.

Molybdat, Zinnchlorür, Phosphat und das gebildete Molybdänblau. Es ergibt sich, daß in den im Meere vorhandenen Konzentrationen die Phosphatreaktion von Kieselsäure nicht beeinflusst wird, Arsensäure, die an sich gleichfalls unter Bildung von Molybdänblau reagiert, eine Hemmung bewirkt, arsenige Säure eine Verstärkung; Kupfersulfat ruft schon in minimalen Mengen eine beträchtliche Hemmung der Phosphatreaktion hervor. Einen „Salzfehler“ im eigentlichen Sinne des Wortes gibt es bei der Phosphatgehaltsbestimmung im Meerwasser nicht; dieser ist vielmehr geringen Spuren von Kupfer zuzuschreiben. *H. Ebert.*

Georg Wüst. Zur Frage des indischen Tiefenstroms. *Naturwissenschaft.* 23, 137—139, 1935, Nr. 9. Unter Verwendung alten vorhandenen Beobachtungsmaterials wird die Temperatur und der Salzgehalt der Kernschicht des Tiefenwassers im westlichen Südindischen Ozean in Abhängigkeit von der Breite aufgetragen, wobei sich ein scharfes Umbiegen der Kurven ergibt. Daraus muß geschlossen werden, daß der relativ hohe Salzgehalt des Tiefenwassers vorwiegend atlantischen Ursprungs ist und daß er nicht aus einem so tiefreichenden Absinken salzreicher Wassermassen nordindisch-subtropischer Herkunft hergeleitet werden kann. Weitere Betrachtungen zeigen schließlich, daß man letzten Endes die etwas salzreichere und wärmere Zwischenschicht der atlantischen Antarktis, die bis in das südliche Weddelmeer zu verfolgen ist, als einen Ausläufer des nordatlantischen Tiefenstromes auffassen kann, der auf dem Umwege über den südwestlichen Indischen Ozean wieder in den Atlantischen zurückgelangt. *Fritz Hänsch.*

A. Defant. Zur Dynamik des antarktischen Bodenstromes im Atlantischen Ozean. *ZS. f. Geophys.* 11, 50—55, 1935, Nr. 1/2. (Vortrag 11. Tag. d. Geophys. Ges. Bad Pyrmont, Sept. 1934.) Mischungsvorgänge, die bei Ausbreitung des antarktischen Bodenstromes im Atlantischen Ozean nach Norden wesentlich sind, und Vorgänge der Advektion halten bei stationärem Zustand einander das Gleichgewicht. Aus diesen Beziehungen wird das Verhältnis $A : u$ (Austausch : Stromgeschwindigkeit) abgeleitet: $A/u = \varrho \frac{\partial \Theta}{\partial x} / \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2}$ (ϱ = Dichte, Θ = potentielle Temperatur, x = Horizontalkomponente, z = Vertikalkomponente). Aus der Verteilung der potentiellen Temperatur und dem Verlauf der Strombahnen wird dieses Verhältnis für den antarktischen Bodenstrom an Hand der Darstellungen von Wüst bestimmt. Es ergibt sich ein anschauliches Bild über Strombahnen, Geschwindigkeitsverteilung und Mischungsintensität des Stromes. *Fritz Hänsch.*

P. Jakuschoff. Das Grundeis. *ZS. f. Geophys.* 10, 308—316, 1934, Nr. 7. Die wichtigsten Beobachtungen und Theorien über die Bildung von Grund- und Schweb-eis werden besprochen. *K. Jung.*

Floyd M. Soule. Sounding velocities in the Pacific. *S.-A. Fifth Pacific Science Congr.* S. 873—886, ohne Jahreszahl. Bei der Expeditionsreise der „Carnegie“ im Stillen Ozean von Oktober 1928 bis November 1929 wurden zahlreiche Messungen ausgeführt, um die Korrekturen zu erhalten, welche an den Echolotmessungen wegen der Verschiedenheit der Schallgeschwindigkeit an verschiedenen Meeresstellen (bedingt durch Temperatur, Salzgehalt und Druck) angebracht werden müssen. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in 16 Karten mitgeteilt, aus welchen sowohl die Gebiete gleicher Schallgeschwindigkeit zu ersehen sind, wie die Abhängigkeiten der Schallgeschwindigkeiten von der Meerestiefe. Die Meßergebnisse wurden verglichen mit den Werten der Veröffentlichung HD 282 der britischen Admiralität und zeigen einige kleinere Abweichungen. Die berechneten Schallgeschwindigkeiten waren zur Zeit der Messungen auf einige Zehntel Promille genau.

Wegen der Abhängigkeit der Meerestemperatur von der Jahreszeit schätzt der Verf. die Genauigkeit seiner Angaben für irgendeine Jahreszeit auf etwa 2‰ für eine Meerestiefe von 2500 m und auf $0,5\text{‰}$ bei einer Tiefe von 4000 m, vorausgesetzt, daß die Messungen nicht in der Nähe starker Meeresströmungen ausgeführt werden.

Hiedemann.

G. R. Goldsbrough. On Ocean Currents Produced by Winds. Proc. Roy. Soc. London (A) 148, 47—58, 1935, Nr. 863. Die Arbeit will die Ekman'sche Theorie weiterführen, nach der ein ständiger Wind auf dem Meere infolge der auf der sich drehenden Erde wirksamen Corioliskraft einen Oberflächenstrom erzeugt, der (auf der Nordhalbkugel) um 45° nach rechts von der Windrichtung abweicht. Während Ekman einen Elementarstrom für ein kleines, als eben anzusehendes Stück der Erdoberfläche berechnet, faßt Goldsbrough eine ganz vom Meere bedeckte Kugel ins Auge und findet einen von Ort zu Ort wechselnden Ablenkungswinkel, der nur am Pole einen Wert von 45° annimmt. Wenn die Kraftlinien des vom Winde ausgeübten tangentialen Schubs durch die Kugelfunktion $P_n^s(\mu) \sin s\lambda = \text{const}$ ($\mu = \sin$ der geographischen Breite, λ geographische Länge, s und n ganze Zahlen) gegeben sind, so ist die Stromfunktion für das Wasser

$$(\mu \alpha \sqrt{2})^{-1} P_n^s(\mu) e^{-\alpha z} \cos(s\lambda - \alpha z - 45^\circ),$$

wobei $\alpha = \sqrt{\omega s / [n(n-1)]}$, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde, μ den Reibungskoeffizienten an der Oberfläche und z die Tiefe bedeutet. Die Stromrichtung dreht sich also mit zunehmender Tiefe, während die Geschwindigkeit abnimmt. In 100 m Tiefe ist nach Goldsbrough die Bewegung belanglos, was hinsichtlich der Größenordnung mit der Ekman'schen „Reibungstiefe“ übereinstimmt. *H. Thorade.*

Alfred Wegener † und Kurt Wegener. Vorlesungen über Physik der Atmosphäre. Mit 192 Abbildungen im Text und auf 1 Tafel. XII u. 482 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, Verlag, 1935. Noch vor Antritt der Grönlandexpedition schrieb Alfred Wegener das Vorwort als Plan und Umriß des Ganzen. Der Tod in Grönland nahm ihm die Möglichkeit, sein Werk zu vollenden. Sein Bruder, Kurt Wegener, der die Expedition zu Ende führte, übernahm nun die endgültige Herausgabe und schuf das Werk aus dem vorgefundenen Stoff und aus eigenen Arbeiten. — Inhalt: Einführung in die Aufgabe. Die Trübung der Atmosphäre. Thermodynamik der Atmosphäre. Wasser, Eis und Wasserdampf. Optik der Atmosphäre. Akustik der Atmosphäre. Die Wärmeleitung. Die Strahlung. Luftelektrizität. Mechanik der Atmosphäre. *Scheel.*

G. v. Elsner. Die Entwicklung der Wetterkarte und der Wettervorhersage. Naturwissensch. 23, 217—226, 1935, Nr. 14. *Dede.*

Erich Moll. Aerologische Untersuchung periodischer Gebirgswinde in V-förmigen Alpentälern. Wiener Anz. 1935, S. 34—36, Nr. 4. Die aerologischen Tal- und Hangwinduntersuchungen in kleineren Seitentälern Nordtirols sieht Verf. als einwandfreien Beweis für die Existenz periodischer Tageswinde auch in V-förmigen Seitentälern an. Er konnte zwei Arten dieser lokalen Gebirgswinde beobachten: 1. Die in der Gefällsrichtung des Tales auf- und abwehenden Talwinde und 2. das längs der beiderseitigen Talhänge entwickelte Hangwindssystem. Es sind auch in nicht zu breiten Tälern Querwirbel oberhalb des Talwindes (im wesentlichen wohl thermischen Ursprungs) beobachtet. *H. Eberl.*

H. von Ficker. Über die Entstehung lokaler Wärmegewitter. Vierte Mitteilung: Untersuchung der Vorgänge in der freien Atmosphäre an Gewittertagen. Berl. Ber. 1934, S. 478—503, Nr. 29. Frühere

Untersuchungen werden fortgesetzt, indem die meteorologischen Bedingungen lokaler Wärmegewitter durch Beispiele erörtert werden. Zunächst werden Drachenaufstiege von Lindenberg am 10. und 11. Juni 1915, Tage mit stärkster Gewitterneigung behandelt. Dabei zeigt sich, daß die Auslösung von Instabilitäten in den bodennahen Luftschichten zu instabilen Verhältnissen in größeren Höhen führt. Im zweiten Abschnitt werden fünf Registrieraufstiege von München (22. bis 26. Juli 1907) behandelt; während dieser Periode traten viele Gewitter auf. Wir finden hier einen Fall von ausgesprochener Feuchtlabilität.

Fritz Hänsch.

Rudolf Kanitscheider. Beiträge zur Mechanik des Föhns. Wiener Anz. 1934, S. 279—280, Nr. 22. Durch Doppelvisierungen von Pilotballonen wird die Föhnströmung untersucht. Es ergibt sich als Beweis der von Fickerschen Theorie ein genaues Bild des Innsbrucker Föhnbezirkes. Dabei handelt es sich vor allem um den aus dem Silltal austretenden Föhnstrom.

Fritz Hänsch.

L. Aujeszy. Über Schneefall bei hoher Lufttemperatur. Meteorol. ZS. 52, 101—103, 1935, Nr. 3. Da Schneefall niemals durch einfaches Erstarren flüssiger Wolkenteilchen, sondern nur durch Sublimation des Wasserdampfes entsteht, ist Vorbedingung für Schneefall bei hoher Lufttemperatur, daß die Warmluftschicht nur geringe Mächtigkeit hat und die Temperatur rasch mit der Höhe abnimmt, so daß die Schneeflocken beim Durchfallen der warmen Luft nicht schmelzen können. Bei hohen Temperaturen kommt daher Schneefall meist nur als Schauerniederschlag vor. Aus während des Niederfallens zu Regentropfen geschmolzenen Schneeflocken kann selbst bei günstigen Temperaturschichtungen nicht wieder Schnee werden.

F. Steinhäuser.

F. Albrecht und J. Grunow. Ein Beitrag zur Frage der vertikalen Luftzirkulation in der Großstadt. Meteorol. ZS. 52, 103—108, 1935, Nr. 3. Mit umfangreicher Apparatur, die beschrieben wird, wurden in einer Ost-West- und einer Nord-Süd-Straße Berlins und in Höfen Aufnahmen der Verteilung der Temperatur und der horizontalen und vertikalen Komponente der Windrichtung und Windgeschwindigkeit im Querschnitt der Straße gemacht. Es wurde festgestellt, daß die thermische Zirkulation durch die dynamische Zirkulation völlig unterdrückt wird. Eine thermische Zirkulation kann sich in der Straße bestimmt nur unter 2 m/sec und wahrscheinlich sogar nur unter 1 m/sec Windgeschwindigkeit bei Tag und unter 0,3 m/sec bei Nacht entwickeln. Solch geringe Luftbewegung wird aber bei Tag über den Dächern einer Großstadt nur sehr selten sein. Zur Kennzeichnung der Luftversetzung in der Vertikalen wird die „Stodieckzahl“ $= 10^2 \cdot v \cdot F / V$ eingeführt, wo v die Geschwindigkeit, F die vom aufsteigenden Luftstrom eingenommene Fläche und V das gesamte zum Austausch verfügbare Volumen, z. B. einer Längeneinheit der Straße oder eines Hofes bedeuten. Die Stodieckzahlen zeigen eine ausgesprochene Beziehung zur Geschwindigkeit des Oberwindes (Zunahme mit wachsender Windgeschwindigkeit), aber keine Beziehung zur Strahlung, von der eine thermische Zirkulation abhängen müßte. In Höfen konnte zur Zeit des Strahlungsumschlages am Abend für kurze Zeit das Bestehen einer thermischen Zirkulation festgestellt werden, die aber bald wieder durch die dynamische Zirkulation gemäß der Windwirkung unterdrückt wurde.

F. Steinhäuser.

O. Eckel. Cirrusartige Wolken in 3000 m Seehöhe. Meteorol. ZS. 52, 117—118, 1935, Nr. 3. Der Verf. beobachtete am 22. November 1934 bei Hochdruckwetter und -14° Temperatur vom Sonnblick-Observatorium aus in gleichem Höhen-niveau in der Umgebung entstehende faserige und hackenförmige feine Wolkenformen, die vom Tal aus gesehen den Eindruck von Cirruswolken machten. Die

Erscheinung wird damit erklärt, daß bei großem vertikalen Temperaturgradienten Luft aus dem Tal rasch emporgehoben wurde und die damit verbundene kräftige Abkühlung Anlaß zur Bildung der Eiskristallwolken gab. *F. Steinhäuser.*

O. Reinbold. Beiträge zum Vereisungsproblem der Luftfahrt. Meteorol. ZS. 52, 49—54, 1935, Nr. 2. An 4155 Aufstiegen der Wetterflugstellen von München, Darmstadt, Hamburg und Königsberg wird statistisch die Häufigkeit von Vereisungen und ihr Zusammenhang mit Wolkenart, Wolkendicke, Wolkenlage, Windrichtung und relativer Feuchtigkeit untersucht. Vereisungen treten meist ein: 1. beim Aufgleiten maritimer über kalte arktische oder kontinentale Luft und 2. beim Vorstoßen und teilweisen Unterschieben polarkontinentaler oder arktischer Kaltluft unter alte maritime Luft. *F. Steinhäuser.*

Fr. Baur. Beschleunigung und Bahnbeschleunigung von Luftströmungen. Meteorol. ZS. 52, 69—70, 1935, Nr. 2. Der Verf. weist auf einen Fehler in der Bewegungsgleichung ohne Reibung in Stüves Beitrag zum meteorologischen Taschenbuch hin. Er zeigt, daß diese Gleichung aber einen Sinn hat, wenn in dem Glied, das die Beschleunigung enthält, nicht die Beschleunigung des Teilchens gegenüber der Erdoberfläche, sondern die Bahnbeschleunigung eingesetzt wird und gibt die Ableitung hierfür an. *F. Steinhäuser.*

E. Grytöyr. Kritische Bemerkungen zu der Störungstheorie von A. Gião. Meteorol. ZS. 52, 70—72, 1935, Nr. 2. Nach dem Verf. ist die Anwendung des Adaptionsprinzips auf die Geschwindigkeit falsch; daraus wird gefolgert, daß auch Giãos fundamentale Störungsgleichung nicht richtig sein kann. Ferner wird auch die Vernachlässigung der Schwere in der Störungsgleichung als unrichtig beanstandet. Das von Gião gegebene Beispiel der prognostischen Anwendung ist nicht beweiskräftig, da die vorausberechnete Karte in der Rechnung schon mitbenutzt wurde. *F. Steinhäuser.*

F. Rossmann. Strömung in dem Streichholzschnitzschachtel. Meteorol. ZS. 52, 77, 1935, Nr. 2. Wenn die Hülle der Streichholzschnitzschachtel auf beiden Seiten offen ist, ist die Strömung ziemlich wirbelfrei, während bei einseitig geschlossener Hülle die vorüberstreichenden Winde Wirbel und turbulente Strömung erzeugen und das Streichholz zum Erlöschen bringen. *F. Steinhäuser.*

C. Kassner. Blasenregen. Meteorol. ZS. 52, 77—79, 1935, Nr. 2. Es handelt sich um Blasen, die entstehen, wenn Tropfen in Wasser fallen. Die Erscheinungsformen werden auf Grund von experimentellen Untersuchungen und photographischen Aufnahmen von Worthington (Phil. Trans. Roy. Soc. London 189, 1897) beschrieben, der das Auffallen von Wasser- und Milchtropfen auf eine Wasserfläche oder auf ein Gemisch von Milch und Wasser beobachtete. *F. Steinhäuser.*

J. Grunow. Die Energiedichte der horizontalen Strömung als Bøigkeitsmaß. Gerlands Beitr. 43, 353—358, 1935, Nr. 4. Es wird die Energiedichte der turbulenten horizontalen Strömung berechnet als $= (\bar{\varrho}/2)(\bar{v}^2 + \sqrt{2\pi}|\bar{\xi}|)$ und als Bøigkeitsmaß vorgeschlagen. Dabei ist ϱ die Dichte, \bar{v} die mittlere Windgeschwindigkeit und $|\bar{\xi}|$ das Mittel der absoluten Abweichungen von der mittleren Geschwindigkeit. Vor den übrigen vom Verf. aufgezählten Bøigkeitsmaßen hat die Verwendung der Größe $|\bar{\xi}|$ den Vorteil, daß sie auch über die Häufigkeitsverteilung der Windstöße Aufschluß gibt, da ihr reziproker Wert dem Quadrat des Gaußschen Präzisionsmaßes proportional ist. *F. Steinhäuser.*

H. Thomas. Zum Mechanismus stratosphärisch bedingter Druckänderungen. Meteorol. ZS. 52, 41—48, 1935, Nr. 2. Auf Grund der Ergebnisse von Lindenberger Registrierballonaufstiegen berechnet der Verf., daß der Druckanstieg um 35 mm vom 13. bis 17. Januar 1930 durch Zufuhr kalter Luft in der Stratosphäre zustande kam, wobei die Troposphäre durch adiabatische Kompression erwärmt wurde. Der Druckanstieg wurde in der Hauptsache dadurch verursacht, daß die zugeführte kalte Luft wegen ihrer größeren Dichte die darunterliegende troposphärische Luft zusammendrückt und die dadurch in der oberen Stratosphärenschichte entstandene Einbuchtung durch Zufuhr neuer Luftmassen ausgefüllt wird. Bei einem Druckfall, der durch stratosphärische Warmlufteinbrüche verursacht worden ist, sind entsprechend umgekehrte Vorgänge anzunehmen. *F. Steinhauser.*

Maria Marketu. Über die Helligkeitsverteilung am wolkenlosen Himmel. (Auszug aus einer Dissertation.) Meteorol. ZS. 52, 61—64, 1935, Nr. 2. Die Messungen wurden in Athen von April bis Juli 1927 bei Sonnenhöhen von 15, 30, 45, 60 und 74° durchgeführt. Die Verteilung der Himmelselligkeit wird in Relativeinheiten der Zenithelligkeit tabellarisch und in Isophotendarstellungen wiedergegeben und mit den Beobachtungen an anderen Orten, insbesondere mit Dornos Beobachtungen in Davos und mit Wieners theoretischen Bestimmungen der Helligkeitsverteilung am Himmel, verglichen. Die Übereinstimmung ist im allgemeinen gut. Die Abweichungen werden im einzelnen besprochen. In sonnenfernen Punkten ist die relative Helligkeit in Athen kleiner, in Sonnennähe aber viel größer als in Davos. Die Helligkeitsunterschiede sind also am Himmel über Athen größer als über Davos, aber viel kleiner als die Theorie von Wiener verlangt. *F. Steinhauser.*

C. Dorno. Zu Friedrich Lauscher: Beziehungen zwischen der Sonnenscheindauer und Sonnenstrahlungssummen für alle Zonen der Erde. Meteorol. ZS. 52, 72—74, 1935, Nr. 2. Der Verf. bespricht die für die Graukeile verwendeten Milchglasplatten und erklärt damit, daß das von Lauscher angenommene Beleuchtungsgesetz für diese Platten nicht zutrifft und daher die Zweifel an der Vergleichbarkeit der Graukeilmessungen in verschiedenen Breiten unberechtigt sind. Er meint aber, daß sich Lauscher's Rechnungen auf die Graukeilwerte nicht anwenden lassen dürften, da in diesem Spektralgebiet die Schwankungen der Sonnenstrahlung in verschiedenen Klimaten, Jahres- und Tageszeiten wesentlich größer sind als die der gesamten Sonnenstrahlung. *F. Steinhauser.*

Gertrud Perl. Zur Kenntnis der wahren Sonnenstrahlung in verschiedenen geographischen Breiten. Wien. Anz. 1935, S. 2—3, Nr. 1. Meteorol. ZS. 52, 85—89, 1935, Nr. 3. Auf Grund der Ergebnisse der Sonnenstrahlungsmessungen an 80 über die ganze Erde verteilten Stationen wurden für die geographischen Breiten 0, 15, 30, 45, 50, 60, 75 und 90° mittlere Tagesgänge der Intensität der Bestrahlung einer zur Strahlung senkrechten Fläche und einer waagerechten Fläche für die Monate März, Juni, September und Dezember berechnet. Die Werte wurden graphisch auf Meeressniveau reduziert. Bei gleicher Sonnenhöhe und senkrechtem Einfall auf die Meßfläche nimmt im Durchschnitt die Strahlungsintensität von niederen gegen hohe Breiten allmählich zu, abgesehen von einer auffallenden Verminderung in 50° Breite. Aus den Tagesgängen wurden die mittleren Tages- und Stundensummen der Bestrahlung des ebenen Bodens in den angeführten geographischen Breiten abgeleitet. Ein Vergleich dieser Werte mit den unter Annahme eines für alle Breiten konstanten mittleren Transmissionskoeffizienten berechneten zeigte, daß die theo-

retischen Werte in niederen Breiten im allgemeinen höher, in hohen Breiten aber tiefer als die gemessenen Werte liegen. Die Ergebnisse sind in Tabellen wiedergegeben.

F. Steinhäuser.

A. Ananthapadmanabha Rao. A study of the atmospheric horizontal visibility at Bangalore. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 5, 141—157, 1935, Nr. 60.

Dede.

C. G. Abbot and L. B. Aldrich. The standard scale of solar radiation. *Smithsonian Misc. Coll.* 92, Nr. 13, 3 S., 1934. Messungen von verschiedenen Instrumenten werden zur Feststellung der Normalwerte der Sonnenstrahlung miteinander verglichen.

Fritz Hänsch.

K. R. Ramanathan and L. A. Ramdas. The transparency of the atmosphere in the ultra-violet and a possible means of extending the solar spectrum in the regions 2200—2000 Å. *Proc. Indian Acad. (A)* 1, 308—314, 1934, Nr. 5. Es werden zunächst die bisherigen Resultate der Durchlässigkeit der unteren Atmosphärenschichten im UV behandelt. Im Anschluß daran wird den Gründen nachgegangen, die eine Schwächung der UV-Strahlung bedingen.

Fritz Hänsch.

P. Link. Densité de la haute atmosphère calculée d'après les phénomènes crépusculaires. *C. R.* 200, 78—80, 1935, Nr. 1. Aus Messungen der Zenithhelligkeit während der Dämmerung wird die Dichte in verschiedenen Höhen berechnet. Es gilt für die Dichte $\varrho = \varrho_0 e^{-\beta h}$; die Größe β wird bestimmt aus der Differentialgleichung für die Zenithhelligkeit b : $db/dU = b \cdot \beta \cdot \sin U$, wo U der Höhenwinkel der Sonne ist. Theorie und Messung ergeben gute Übereinstimmung.

Fritz Hänsch.

P. Gruner. Internationale Dämmerungsbeobachtungen während des Polarjahres 1932/33. *S.-A. Mitt. d. Naturf. Ges. Bern* 1934, S. 185—213. Dämmerungsbeobachtungen, und zwar Beobachtungen am Purpurlicht und Erdschatten während des internationalen Polarjahres 1932/33 an etwa 25 Stationen werden mitgeteilt und, soweit überhaupt ein Vergleich zulässig ist, miteinander verglichen. Beim Purpullicht werden folgende Punkte behandelt: Zeitlicher Verlauf und Maximalwerte, Intensitätsverlauf mit sinkender Sonne, Farbenverlauf, Höhenverlauf der obersten Grenze, Abhängigkeit von den Jahreszeiten, Jahresmittel. Es folgt eine Anordnung nach Gruppen und ein Vergleich mit älteren Beobachtungen. Beim Erdschatten werden Mittelwerte und Gruppenbeobachtungen erörtert. Die Ergebnisse der Purpullichtbeobachtungen werden in Zusammenhang zur meteorologischen Situation gebracht. In einem letzten Abschnitt werden die südlichen Stationen und Beobachtungen auf dem Fanaraken während des Winters 1933/34 besonders behandelt.

Fritz Hänsch.

C. Wirtz. Sonnenstrahlung, atmosphärische Extinktion und StrahlungsfILTER. Nach Beobachtungen 1932 und 1933 an der Nordseeküste von Schleswig-Holstein. *Ann. d. Hydrogr.* 63, 66—83, 1935, Nr. 2. Zur Erforschung der Extinktionsvorgänge der irdischen Atmosphäre ist die Gesamt- und Teilstrahlung (in verschiedenen Wellenlängenbereichen) der Sonne beobachtet worden. Die Ergebnisse sind mit Hilfe des Trübungsfaktors dargestellt; ferner ist eine thermische Extinktionsstafel errechnet. Daran schließen sich einige Folgerungen über das Strahlungsklima des Beobachtungsortes St. Peter. Die Arbeit enthält zum Schluß einige Bemerkungen über Farbgläser und Absorptionsgitter.

H. Ebert.

Arthur Adel and V. M. Slipher. The Principal Limit of the Transmission of Solar Radiation by the Earth's Atmosphere in the Far Infrared. *Phys. Rev.* (2) **47**, 251, 1935, Nr. 3. Die Absorption der Sonnenenergie durch die Erdatmosphäre wurde mit einem Spektroheliometer von mittlerem Auflösungsvermögen zwischen 3 und 21μ gemessen. *J. Böhme.*

B. Stoll. Die quantitative Bestimmung des Ozongehaltes bodennaher Luftschichten mit Hilfe des Lichtzählrohrs. *Helv. Phys. Acta* **8**, 3—38, 1935, Nr. 1. Im Rahmen der vom Züricher Universitätsinstitut (Prof. Dr. Edgar Meyer) unternommenen systematischen Lichtzählrohrversuche stellt die Arbeit die erste Anwendung der Lichtzählrohrmethode auf atmosphärisch-physikalische Probleme dar. Mit Hilfe eines Rajewskyschen Lichtzählrohrs spezieller Konstruktion wird der Ozongehalt bodennaher Luftschichten in Arosa und Zürich bestimmt. Die in Arosa gefundenen Werte (am 22. 3. 1934 eine Schicht von $27 \cdot 10^{-4}$ cm Ozon auf 1000 m Aroser Luftstrecke) sind mit den von Goetz und Ladenburg gemessenen Frühjahrswerten identisch; die in Zürich gemessenen Werte schwanken, entsprechend der verschiedenen Witterung, zwischen $2,6 \cdot 10^{-4}$ cm und $98 \cdot 10^{-4}$ cm reinen Ozons pro km Züricher Luftstrecke. Der geringste Wert wurde am 12. Oktober 1934 über dem Häusermeer des Stadtzentrums gemessen. Er stellt die kleinste Ozonmenge dar, die bis jetzt in bodennahen Luftschichten gemessen worden ist. Zu seiner Erklärung ist, neben der niedrigen Höhenlage der Stadt Zürich, der Umstand heranzuziehen, daß Ozon in Luftschichten direkt über Großstädten offenbar weniger stabil ist als über Berggegenden. Der Maximalwert von $98 \cdot 10^{-4}$ cm Ozon pro km Luftstrecke wurde am 9. Juli bei Gewitterlage gemessen, und es scheint nicht ausgeschlossen, daß neben Ozon noch andere Stoffe unbekannter Art, die in kleinen Mengen in der Luft sind, die UV-Durchlässigkeit naher Bodenschichten beeinflussen. Messungen hierüber sind in Vorbereitung.

Adolf Krebs.

H. Dobberstein. Eichung von Schallempfängern (Undographen und Membranapparate). *ZS. f. Geophys.* **11**, 102—106, 1935, Nr. 1/2. Nach neueren Erfahrungen ist es bei den künstlichen Sprengungen zur Erforschung der oberen Atmosphäre mittels Schallwellen zweckmäßig, nicht nur die Schalleinsätze zu registrieren, sondern das ganze Schwingungsbild. Es muß daher untersucht werden, wie weit man aus den Aufzeichnungen der verschiedenen Apparatetypen auf die wirklich einfallenden Wellenformen und Druckschwankungen schließen kann. Es werden zwei Methoden zur Eichung von Schallempfängern für den Frequenzbereich von 1 bis 50 Hertz beschrieben und mit ihnen Resonanzkurven von Membranapparaten und Undographen aufgenommen und miteinander verglichen. An einer gleichzeitigen Fernschallaufzeichnung von Membranapparat und Undograph kann gezeigt werden, daß die Schallkurven beider Apparate mittels ihrer Resonanzkurven in Übereinstimmung zu bringen sind.

Hiedemann.

St. Kneusel. Die Größe der Wolkenelemente. (Auszug aus einer Doktor-Dissertation.) *Meteorol. ZS.* **52**, 64—67, 1935, Nr. 2. Die Größe der Wolkenelemente wurde durch Beobachtung der Sinkgeschwindigkeit der Nebeltröpfchen in und bei Graz, auf dem Schöckel (1445 m) und auf der Stubalpe (1600 m) bestimmt. Die Meßapparatur wird beschrieben; die Tropfenzahl ist in Abhängigkeit vom Tropfenradius für Tal- und Bergnebel getrennt graphisch dargestellt und mit den Ergebnissen H. Köhlers im Sarekgebirge verglichen. Auf den Bergen stimmt die Häufigkeitsverteilung der Tropfengrößen mit der von H. Köhler gefundenen ziemlich gut überein (Maximum bei $r = 7 \cdot 10^{-4}$ cm). Im Talnebel überwiegen aber weit die kleinen Tropfen mit Radien von 2 bis $2,5 \cdot 10^{-4}$ cm, die annähernd den von H. Köhler berechneten Gleichgewichtstropfen entsprechen.

F. Steinhauser.

Erwin Kosak. Die Veränderlichkeit korrespondierender Differenzen meteorologischer Elemente und ihre Anwendung auf klimatologische Probleme. (Auszug aus der Dissertation.) Meteorol. ZS. 52, 97—101, 1935, Nr. 3. Die Abhängigkeit der Veränderlichkeit von Differenzen ($V_{\Delta x}$) bzw. Quotienten (V_{Qx}) meteorologischer Elemente x an zwei Stationen von der Entfernung E wird am besten wiedergegeben durch $V_{\Delta x}$ bzw. $V_{Qx} = a E^b \cdot 10^{\pm \varepsilon}$, wo a und b Konstante sind, die für die einzelnen Elemente und Monate verschiedene Werte haben, und ε der durchschnittliche Fehler ist. Unter der Annahme, daß bei der Reduktion meteorologischer Mittelwerte einer Station mit Hilfe einer zweiten die Veränderlichkeit der Differenzen bzw. Quotienten höchstens $\frac{2}{3}$ der Veränderlichkeit des Elementes selbst sein darf, wird als maximale Entfernung der beiden Stationen, für die die Reduktion noch möglich ist, berechnet: für Temperaturmittel im Januar 600 km, im Juli 900 km und für Niederschlag im Jahr 40 km. Als Maßzahl für die Wirkung eines Gebirges als Wetter- oder Klimascheide wird der Quotient $Q = V_{\Delta x} \text{ beobachtet} / V_{\Delta x} \text{ berechnet}$ bzw. $V_{Qx} \text{ beobachtet} / V_{Qx} \text{ berechnet}$ eingeführt. Die klimatische Einheitlichkeit eines Gebietes wird dann dargestellt durch Isolinien der $V_{\Delta x}$, V_{Qx} oder Q bei Bezugnahme auf eine bestimmte Station dieses Gebietes. Vergleiche zwischen gebirgigen Gegenden und Flachland werden angestellt.

F. Steinhäuser.

Karl A. Sedlmeyer. Flußeis und Abwasser. Meteorol. ZS. 52, 79—80, 1935, Nr. 2. Es wird die Entstehung von polygonartigen Gebilden aus Schaum, Schnee und Eisklumpen im Wirbel am Eisrand hinter einem Durchlaß eines Wehrs der Moldau beschrieben, an dem die von den Abwassern herrührenden Verunreinigungen sich ansammeln.

F. Steinhäuser.

W. von Seidlitz. Die geophysikalische Reichsaufnahme. ZS. f. Geophys. 10, 335—339, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.

F. Linke. Über einige neue Apparate für Bodenexplorationen und deren etwaige Beziehungen zur Wünschelrutenreaktion. ZS. f. Geophys. 10, 342—344, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.

Walther Gerlach. Diskussionsbemerkung zu dem Vortrag von Herrn F. Linke in der Gesellschaft für Geophysik, Pyrmont, am 13. September 1934. ZS. f. Geophys. 10, 345, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.

K. Jung.

Max Müller. Der geophysikalische Nachweis des Zechsteindolomits. ZS. f. Geophys. 10, 330—334, 1934, Nr. 7. Dem Erdboden werden Wechselströme mit Perioden von 0,1 bis 0,5 Hertz über eine als Gleichrichter dienende Glühkathodenröhre und unpolarisierbare Elektroden zugeführt. Sie erzeugen periodische elektrolytische Vorgänge im Erdboden. Eine vom Verf. zusammengestellte Meßanordnung gestattet, den Verlauf von Erregung und Polarisation getrennt aufzuzeichnen. Aus den Kurven wird das Verhältnis Entladezeit : Aufladezeit bestimmt und in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand aufgetragen. Hieraus läßt sich auf den Aufbau des Untergrundes schließen. Ergebnisse einer Messung in Thüringen zeigen gute Übereinstimmungen mit einer nahe gelegenen Bohrung. Vorteile des Verfahrens sind der kleine Elektrodenabstand, die große Tiefenwirkung, die Möglichkeit, unter den Salzhorsten liegende Medien zu untersuchen und direkte Aussagen über ihre petrographische Natur zu machen. *K. Jung.*

G. Tuchel. Zur Frage der Geländekorrektion bei Drehwaagemessungen. ZS. f. Geophys. 10, 346, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934. Bemerkungen über den Einfluß der Schwerpunkthöhe auf die

Geländewirkung und über die zweckmäßigste Berücksichtigung der quadratischen Glieder in den Schweydarschen Formeln. *K. Jung.*

A. Schleusener. Messungen mit transportablen statischen Schweremessern. (Die Messungen wurden ausgeführt von der Seismos G. m. b. H., Hannover.) *ZS. f. Geophys.* 10, 369—377, 1934, Nr. 8. Vortr. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934. Es wird über die Entwicklung des Berroth'schen Bifilargravimeters und des Thyssen-Gravimeters berichtet. Bei beiden Instrumenten konnte der Temperatureinfluß so klein gemacht werden, daß ohne Eishülle und vielfach ohne Temperaturkorrektur gemessen werden konnte. Der Skalenwert wurde durch Messung auf einem Turm in verschiedener Höhe bestimmt. Das Thyssen-Gravimeter ist zu einem Feldinstrument entwickelt worden. Vergleiche mit Drehwaage- und Pendelmessungen an einem norddeutschen Salzdom und am Ricklinger Schwerehoch ergeben einen mittleren Fehler von weniger als ± 1 Milligal. Prinzip und Konstruktion des Thyssen-Gravimeters werden nicht erläutert.

K. Jung.

Oswald v. Schmidt. Über den Energietransport bei der Sprengseismik. *ZS. f. Geophys.* 10, 378—385, 1934, Nr. 8. Vortrag D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934. Um die Energie des Grenzstrahls in der angewandten Seismik zu erklären, stellt der Verf. die Hypothese auf, daß Bebenstrahlen, die unter einem Einfallswinkel $\geq i$ (i = Winkel der Totalreflexion) auf eine Schichtgrenze auftreffen, die Schichtgrenze mit der Geschwindigkeit des unteren Mediums entlang laufen.

K. Jung.

Oswald v. Schmidt. Sprengseismische Untersuchungen. *ZS. f. Geophys.* 11, 83—89, 1935, Nr. 1/2. Sprengseismische Untersuchungen im Gebiet der Rüdersdorfer Kalkbrüche zeigen die Brauchbarkeit von Luftsprengungen, bei denen ohne Flurschaden dem Erdboden ausreichend Energie mitgeteilt wird. Die Abhängigkeit der Amplituden von der Höhe der über dem Erdboden angebrachten Sprengpatrone und von der Entfernung vom Sprengort wird untersucht. Die Energiefortpflanzung bei zwei Schichten spricht für die Hypothese des Verf., daß nicht nur der unter dem Winkel der Totalreflexion einfallende Bebenstrahl die Grenzfläche entlang läuft, sondern Strahlen mit größerem Einfallswinkel erheblich zur Grenzflächenwelle beitragen.

K. Jung.

B. Brockamp. Über einige Ergebnisse der vom Geodätischen Institut Kopenhagen durchgeführten seismischen Feldarbeiten in Dänemark. *ZS. f. Geophys.* 11, 89—92, 1935, Nr. 1 2. Es werden Ergebnisse von Geschwindigkeitsbestimmungen im anstehenden Gestein und von Profilmessungen mitgeteilt. In allen Profilen tritt Schreibkreide mit Geschwindigkeiten von 2,1 bis 2,5 km/sec auf, meist überlagert von Diluvium oder Diluvium und Tertiär. Unter der Schreibkreide beginnt in etwa 300 bis 500 m Tiefe eine Schicht mit Geschwindigkeiten von 2,8 bis 3,5 km/sec, wahrscheinlich Senon. Noch tiefere Schichten zeigen starke Unterschiede der Geschwindigkeit und Höhenlage. Aufwölbungen einer Schicht mit der Geschwindigkeit 4,0 km/sec, die wahrscheinlich aus paläozoischen Sedimenten besteht, fallen fast stets mit magnetisch und gravimetrisch positiv gestörten Gebieten zusammen. Geschwindigkeiten von 5,0 km/sec dürften kristallinen Kalksteinen oder Granit entsprechen. Ausführlich sind die Untersuchungen in den Veröffentlichungen des Geodätischen Instituts, Kopenhagen, erschienen (Institut Géodésique de Danmark, Mémoires, Série 3, Tome 2). *K. Jung.*

Geophysikalische Berichte

C. A. Heiland. *Geophysics in the Nonmetallic Field.* Trans. Amer. Inst. Min. Eng. 110, 546—576, 1934. Die Arbeit wendet sich ausschließlich an außerhalb des Fachgebietes stehende Praktiker, um diesen das Eindringen in die Methoden praktischer Geophysik zu erleichtern. Nach einer kurzen Aufzählung allgemeiner Gesichtspunkte wird in großen Zügen ein Überblick über die Methoden gegeben, die zur Aufsuchung einiger wichtiger nicht-metallischer Lagerstätten geeignet erscheinen. Insbesondere werden behandelt die Vorkommen von Kohle, Schwefel, Salz, Pottasche, Bau- und Straßenmaterialien, Grundwasser. Ein gutes Literaturverzeichnis verweist den Leser auf Spezialarbeiten. F. Hallenbach.

Arthur Holmes. *The Measurement of Geological Time.* Nature 135, 680—683, 1935, Nr. 3418 (Royal Jubilee Number). Dede.

Chûji Tsuboi. *Improved Apparatus for Taking Gravity Measurements at Sea on Board an Ordinary Vessel.* Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 640—642, 1934, Nr. 10. Die Aufstellung eines Pendelapparates zu Schwere-messungen auf einem gewöhnlichen Schiff und erste Ergebnisse hat der Verf. bereits beschrieben (Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 374, 1933). Hier werden einige Verbesserungen mitgeteilt, die vor allem die Dämpfung der Eigenschwingung der Aufhängevorrichtung betreffen. Eine Photographie gibt die neue Vorrichtung anschaulich wieder. K. Jung.

Ryûtarô Takahasi. *A New Extensometer for Measuring Crustal Deformation.* Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 760—775, 1934, Nr. 4. Dieser Apparat dient zur Messung von Lageveränderungen in kleinem Bereich. Er besteht aus einer auf Wasser schwimmenden, etwa 25 m langen Quarzröhre, die an einem Ende fest verankert ist, am anderen Ende Einrichtungen zur optischen Aufzeichnung von Verschiebungen gegenüber dem Erdboden trägt. Einer genauen Beschreibung des Apparates folgt die theoretische Untersuchung der Fehlerquellen, insbesondere des Einflusses von Temperaturänderungen, der Verdunstung des Wassers und von Neigungen des Erdbodens. Die ersten Versuchsergebnisse enthalten vorläufig nur eine ziemlich regelmäßige tägliche Schwankung. K. Jung.

S. J. Pirson. *Interpretation of Three-layer Resistivity Curves.* Trans. Amer. Inst. Min. Eng. 110, 148—158, 1934. Unter der Annahme eines dreifach geschichteten Untergrundes wird eine Methode zur Auswertung der Kurve des „scheinbaren spezifischen Widerstandes“ angegeben und an einem theoretischen und praktischen Beispiel erläutert. Der Verf. zeigt, daß die Berechnung der Dicke und Leitfähigkeiten der einzelnen Schichten im wesentlichen zurückgeführt werden kann auf eine kürzlich von G. F. Tagg (*Interpretation of Resistivity Measurements*, Trans. Amer. Inst. Min. Eng. 110, 135) für das Zweischichtenproblem angegebene Methode, indem man in geeigneter Weise zwei Schichten zu einer Schicht zusammenfaßt. Durch Wiederholung des Verfahrens kann das Resultat verbessert werden. Wesentlich für die mitgeteilte Methode ist, daß die einzelnen Schichten nahezu isotrop sind. Die Änderungen, die bei anisotropem Untergrund auftreten, sollen in einer weiteren Arbeit behandelt werden, die in den Trans. Amer. Assoc. Petrol. Geophys. erscheinen wird. F. Hallenbach.

C. A. Heiland. *Certain Instrument Problems in Reflection Seismology.* Trans. Amer. Inst. Mining and Metall. Eng. 110, 411—454, 1933. Verf. beschreibt die vom Reflexionsverfahren meist benutzten elektrischen Empfangsgeräte, bei denen die in Schwingungen versetzte Seismographenmasse entweder Spannungen induziert oder Kapazitäten ändert oder piezo-elektrische Aufladungen be-

wirkt. Die erzeugten Spannungsänderungen werden einer gemeinsamen Registrierstation zugeleitet, dort verstärkt und mittels Oszillographen aufgezeichnet. Verf. gibt die Schwingungsgleichungen, Vergrößerungs- und Phasenkurven für jede der drei Stufen: Empfänger, Verstärker, Oszillograph und beschreibt Methoden für statische und dynamische Eichung. *R. Köhler.*

W. E. Pugh. Certain Field Problems in Reflection Seismology. Trans. Amer. Inst. Mining and Metall. Eng. **110**, 455—472, 1933. Es werden einige Felderfahrungen über Bodenuntersuchungen mit reflektierten elastischen Wellen mitgeteilt. An den unmittelbar gemessenen Laufzeitwerten müssen noch Verbesserungen angebracht werden, da die obersten, der Verwitterung unterworfenen Schichten wechselnde Wellengeschwindigkeit aufweisen, die jeweils besonders ermittelt werden muß, z. B. durch Sprengungen über kurze Entfernungen. Aus den so verbesserten Laufzeitwerten und der Durchschnittsgeschwindigkeit der Wellen kann man die Tiefe der gesuchten Schicht berechnen. Es werden Rechnungsansätze mitgeteilt, mit denen aus einer größeren Zahl von Beobachtungen im gleichen Rechnungsgang die wahrscheinlichsten Werte für Tiefe und mittlere Geschwindigkeit berechnet werden können. *R. Köhler.*

G. Demetrescu. Sur l'étude des sismogrammes. C. R. **200**, 850—851, 1935, Nr. 10. Im allgemeinen werden bei der Auswertung der Seismogramme die auftretenden Schwingungen wie ungedämpfte behandelt. In Wirklichkeit sind sie aber alle mehr oder minder gedämpft. Der Verf. behandelt die Korrekturen, die bei der Auswertung der Seismogramme notwendig sind, um den tatsächlichen Verhältnissen näher zu kommen. *W. Schneider.*

Hugo Benioff. A new electro-magnetic seismograph. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 2443—2450, ohne Jahreszahl. Es wird ein neuer elektromagnetischer Seismograph beschrieben. Er besteht aus einem permanenten Hufeisenmagnet, an dessen Polen sich eine Spule befindet. Wenig entfernt von den Polen befindet sich ein schwingungsfähiges Stück Weicheisen. Bei Bewegung des Weicheisens ändert sich der magnetische Fluß, und die Folge davon sind Spannungen an den Enden der Spulen. Der Seismograph hat eine Eigenperiode von 0,5 sec. *W. Schneider.*

G. Grenet et J. Coulomb. Nouvelles formes de sismographes électromagnétiques. C. R. **199**, 1439—1441, 1934, Nr. 24. Die Eigenschaften des Galvanometers sind bei elektromagnetischen Seismographen ebenso wichtig wie die des Pendels. Durch geeignete Wahl der Perioden und Dämpfungen, die bei Pendel und Galvanometer wesentlich verschieden sein können, erhält man Apparate mit neuen, für manche Untersuchungen erwünschten Eigenschaften. Einige solcher Zusammenstellungen werden angegeben. *K. Jung.*

Halley Wolfe. A Seismographic Recorder. Rev. Scient. Instr. (N.S.) **5**, 359—361, 1934, Nr. 10. Eine Photozelle ist dem Seismographenspiegel gegenüber so angebracht, daß je nach der Stellung des Spiegels mehr oder weniger Licht in die Zelle fällt. Der verstärkte Zellenstrom setzt einen Tintenschreiber in Tätigkeit. Der Vergleich der Tintenregistrierung eines Japanbebens mit der gleichzeitigen optischen Registrierung ergibt Übereinstimmung bis in die Einzelheiten. *K. Jung.*

Takahiro Hagiwara. A Velocity Seismograph. Bull. Earthq. Res. Inst. **12**, 776—787, 1934, Nr. 4. Ein sehr stark gedämpfter, mechanisch registrierender Seismograph, dessen Eigenperiode sich nicht zu viel von der Periode der Bodenbewegung unterscheidet, zeichnet die Geschwindigkeit der Bodenbewegung auf. Einem Abriß der Theorie folgt die Beschreibung eines solchen Instrumentes, das

mit geringen Änderungen aus dem Beschleunigungs-Seismograph von Ishimoto entwickelt wurde. Mit fortlaufenden Registrierungen ist begonnen. *K. Jung.*

G. Gamburcev. Über die Anwendung mechanischer Filter in der angewandten Seismometrie. C. R. Leningrad 3, 1934, Nr. 7; russisch S. 507—509, deutsch S. 509—510. Bei manchen Aufgaben der angewandten Seismik ist die Anwendung von Filtern vorteilhaft, die nur hohe Frequenzen durchlassen. Es werden einige mechanische Vorrichtungen beschrieben, die geeignet sind, die meist angewandten elektrischen Filter zu ersetzen. *K. Jung.*

Sylvain Pirson. Study of an adjustable wavefilter suitable for the reception of reflected seismic waves. Quarterly 27, 43—64, 1932, Nr. 3. In manchen Gebieten hat sich gezeigt, daß die an der Oberfläche laufende Welle und die an oberflächennahen Schichtgrenzen gebrochenen und reflektierten Wellen geringere Frequenzen haben als die an der zu untersuchenden Schicht reflektierte Welle. Bei Anwendung der Reflexionsmethode müssen die unerwünschten Frequenzen durch eine zwischen Seismograph und Oszillograph einzuschaltende Siebkette unterdrückt werden. Es werden die Eigenschaften eines elektrischen Filters untersucht, das von einer einstellbaren Drosselfrequenz an nur höhere Frequenzen durchläßt. Die Einrichtung besteht aus zwei hintereinander geschalteten Kapazitäten, zwischen denen eine Selbstinduktion parallel eingeschaltet ist. Bei Kapazitäten von 0,2 Mikrofarad und einer Selbstinduktion von 30 Henry erhielt man eine Drosselfrequenz von 46 Hertz, durch Ein- oder Zuschaltung weiterer Kapazitäten von 0,1 oder 0,4 Mikrofarad konnten Drosselfrequenzen von 20, 15, 12, 10, 9 und 8 Hertz hergestellt werden. *K. Jung.*

H. Sell und G. Turetschek. Quantitative Messung von Erschütterungen. ZS. f. techn. Phys. 15, 644—652, 1934, Nr. 12. 10. D. Phys.-Tag Bad Pyrmont 1934. Es werden zwei Beschleunigungsmesser zur Messung von Verkehrserschütterungen beschrieben. Ein im Prinzip dem Galitzin-Seismographen ähnliches Instrument mit induktivem Empfänger und Röhrenverstärker vermag mittels einer Frequenzgangkompensation beschleunigungsproportionale Aufzeichnungen geringer Erschütterungen zu geben. Zur Messung stärkerer Stöße bis herab zu Beschleunigungen von 100 cm/sec² dient ein dem Grunmachschen Pendel ähnlicher Maximal-Beschleunigungsmesser. Mit einem Zählwerk summiert er Beschleunigungsstöße, die einen kontinuierlich einstellbaren Maximalwert überschreiten.

K. Jung.

A. F. Stevenson. On the Theoretical Determination of Earth Resistance from Surface Potential Measurements. Phil. Mag. (7) 19, 297—306, 1935, Nr. 125. Für das von dem Verf. schon früher behandelte Problem (Phys. Ber. 15, 1606, 1934) wird eine andere mathematische Methode gegeben, die auf einer Entwicklung der zu bestimmenden Leitfähigkeit in eine Fouriersche Reihe beruht. *Landshoff.*

H. Deutschländer. Verfahren zur Registrierung der elektrischen Raumladungsdichte der Luft mittels Potentialmessungen in der Nähe von Gebäuden. Gerlands Beitr. 41, 16—39, 1935, Nr. 1. Die Meßpunkte waren 4,25 m vom Haus entfernt und senkrecht übereinander in 0,75, 1,75 und 2,75 m Höhe angebracht. Als Sonden wurden Wasserstrahlkollektoren verwendet. Die Registrierung erfolgte mit zwei Benndorf-Elektrometer; dabei wurde die mittlere Sonde an die Mitte der gemeinsamen isolierten Hilfsbatterie angelegt, die obere bzw. die untere Sonde mit je einer Elektrometernadel verbunden und abwechselnd die obere und untere Potentialdifferenz registriert. Die Anwendbarkeit dieser Methode wird theoretisch begründet. Fehlerquellen und Eichung

der Meßanlage werden beschrieben. Der mittlere prozentuelle Fehler beträgt bei mittleren Verhältnissen ungefähr 25 %. Vom Herbst 1931 bis Frühling 1932 wurden in der Nähe von Hamburg Registrierungen vorgenommen und die Ergebnisse wurden nach den jeweils herrschenden Luftkörpern zusammengestellt. Tropische Luftmassen waren im Durchschnitt stärker positiv geladen als polare. Als Mittelwerte wurden gefunden: für polare Luftmassen 0, für tropische Luft 0,2 und für kontinentale Luftmassen 0,14 elst. Einh./m³. *F. Steinhauser.*

P. Gruner. Un nouveau photomètre pour l'étude des colorations du ciel. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 269—270, 1934, Sept./Okt. Die Strahlung, deren sichtbarer Teil durch vorgeschaltete Filter ausgesiebt ist, fällt auf eine Photozelle; durch ein Nicol läßt sich gleichzeitig der Polarisationsgrad des Lichtes bestimmen. *Dziobek.*

Karl Ulbrich. Justierung von Lattendioptern. ZS. f. Instrkde. 55, 166—168, 1935, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß bei Messungen mit Basislatten streng darauf zu achten ist, daß die Diopter der Latten nicht dejustiert sein dürfen und daß auch der Achsenarm (Diopterträger) nicht verbogen ist. Die von Boßhardt in seinem Buche „Optische Distanzmessung und Polarkoordinatenmethode“ und die in der Zeiss-Justieranweisung „Geo 120“ angegebene Justierung ohne Winkelpisma sind nicht einwandfrei, da sie eine evtl. Achsenarmverbiegung nicht erkennen lassen. Der Verf. schlägt eine andere Justiermethode vor. *Picht.*

S. E. Forbush. Gravity determinations on the Carnegie. Fifth Pacific Science Congr. S. 887—893, ohne Jahreszahl. Im Jahre 1929 wurden an Bord der Carnegie Versuche mit einem Pendelapparat nach Vening Meinesz ausgeführt. Auf See war es im allgemeinen nicht möglich, brauchbare Registrierungen zu erhalten. Ergebnisse in San Franzisko, Pago Pago, Penrhyn und von einer Station auf dem Meere werden mitgeteilt. *K. Jung.*

B. Milewski. Chute libre des corps, la rotation de la Terre et la loi de la gravitation universelle étant prises en considération. Acta Phys. Polon. 3, 1934; polnisch S. 87—88, französisch S. 88—103. Die Theorie des freien Falls unter Berücksichtigung der Schwereänderung mit der Höhe wird ausführlich entwickelt. *K. Jung.*

André Mercier. Relations entre la répartition des densités de la croûte terrestre et les valeurs de la pesanteur. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 51, 195—196, 1934, Nr. 3. [Suppl. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 1934, Nov./Dez.] Die in der Schweiz gemessenen Schwerewerte geben kein befriedigendes Bild, wenn man sie nach Hayford, der Prattischen Theorie entsprechend, isostatisch reduziert. Wie eine Abschätzung zeigt, dürfte eine der Airyschen Theorie ähnliche Annahme der Dichteverteilung zu besseren Ergebnissen führen. *K. Jung.*

J. de Graaff Hunter. Stokes's Formula in Geodesy. Nature 135, 471, 1935, Nr. 3412. Mit 1700 gleichmäßig über die Erde verteilten Schwerestationen und 100 weiteren Stationen an besonders wichtigen Orten kann nach der Stokes'schen Formel die Gestalt des Geoids mit einem wahrscheinlichen Fehler von ± 34 Fuß bestimmt werden. *K. Jung.*

Karl Oltay. Relative Schwerkraftmessungen zwischen Budapest und Padova. Mitt. d. Ung. Geod. Inst. 1934, Nr. 4, 70 S. Die sehr ausführlich beschriebenen Messungen wurden von St. Vincze und L. Balthazár ausgeführt. Sie ergaben als Schwere auf dem italienischen Hauptpunkt Padua

980,6551 cm/sec². Dieser Wert stimmt gut mit dem von Alessio (1907) durch direkten Vergleich mit Potsdam erhaltenen Betrag von 980,654 überein und weicht nicht viel von dem Wert 980,658 ab, den man aus den Schwereunterschieden Padua—Genua und Genua—Potsdam (Alessio, Silva, Reina, Cassinis 1909—1912) berechnet hatte. Größer ist die Abweichung von dem Wert 980,6594, der sich aus relativen Messungen zwischen Padua und zehn verschiedenen Referenzstationen mit Benutzung der Borrassschen Netzausgleichung ergab. Hiernach dürfte eine neue Netzausgleichung mit sorgfältig ausgewählten Hauptstationen nötig sein.

K. Jung.

F. Pavel. Die Berechnung der Längendifferenzen der Landeszentralen der der Baltischen Geodätischen Kommission angehörenden Staaten aus den im Jahre 1929 ausgeführten Beobachtungen. Balt. Geod. Komm. Sonderveröff. Nr. 3, 49 S., 1934.

Ilmari Bonsdorff. Die Berechnung der Längendifferenzen der Landeszentralen. Balt. Geod. Komm. Sonderveröff. Nr. 3, 91 S., 1934. *K. Jung.*

Rudolf Wager. Heliumlagerstätten. Naturwissensch. 23, 233—237, 1935, Nr. 15.

Harold Jeffreys. Constitution of the Earth. Nature 135, 678—680, 1935, Nr. 3418 (Royal Jubilee Number). *Dede.*

Robley D. Evans. Gamma-Ray Sensitivity of Tube-Counters and the Measurement of the Thorium Content of Rocks. Phys. Rev. (2) 47, 427, 1935, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird über Versuche betreffend die Empfindlichkeit der Röhrenzähler für γ -Strahlung und ihre Abhängigkeit von den Versuchsumständen berichtet. Durch entsprechende Wahl derselben kann man eine Empfindlichkeit erreichen, die es gestattet, die schwache γ -Strahlung der in natürlichem Granit enthaltenen Aktivität zu messen. Wird gleichzeitig mit der Rn-Methode der Urangehalt bestimmt, so kann der Th-Gehalt bestimmt werden; eine 2 Stunden-Messung an 1400 g Gestein ist dabei mit einem Fehler von $2 \cdot 10^{-7}$ g Th/g Gestein behaftet.

K. W. F. Kohlrausch.

Georges Guében. Sur la radioactivité des eaux thermales de Mondorf-les-Bains. S.-A. Bruxelles-Médical 1935, 5 S., Nr. 16. Es wird zunächst die chemische Analyse der Marie-Adélaïde-Quelle in Mondorf und dann das Ergebnis der Messungen der Radioaktivität mitgeteilt. Aus den Messungen ergibt sich die Gegenwart eines gelösten Radiumsalzes und der Emanation. Das Wasser zeigt eine mittlere Aktivität von 7 Mache-Einheiten im Liter, die Gase etwa 14,5 bis 15,5 Mache-Einheiten im Liter Gas. Auch die Sinter besitzen eine beträchtliche Aktivität. *Dede.*

Torahiko Terada. On Bathymetrical Features of the Japan Sea. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 650—655, 1934, Nr. 4.

Hirosi Kawasumi. Study on the Propagation of Seismic Waves. The second paper.) Amplitude of Seismic Waves with the Structure of the Earth's Crust and Mechanism of their Origin. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 660—703, 1934, Nr. 4.

Hirosi Kawasumi. Supplemental Note and Corrigendum to my „Study on the Propagation of Seismic Waves. (The second paper)“. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 854—856, 1934, Nr. 4. *Dede.*

Ibrahim Fakidov. Vibrations of the Ice-Cap of Polar Seas. Nature 134, 536—537, 1934, Nr. 3388. Der Verf. hat merkwürdige Schwingungen der Eisblöcke in Polargegenden festgestellt und schlägt vor, diese mit geeigneten Seismographen näher zu untersuchen.

W. Schneider.

Chaim L. Pekeris. An Inverse Boundary Value Problem in Seismology. *Physics* 5, 307—316, 1934, Nr. 10. Bisher hat man im wesentlichen die Kenntnisse über den Zustand im Erdinnern aus den Laufzeitkurven geschöpft. Der Verf. erhebt nun die Frage, ob es nicht möglich ist, durch eine Analyse der Form der Bewegung der obersten Erdkruste Aufschlüsse zu gewinnen. Der Verf. geht so vor, daß er eine bestimmte Erregung des Erdbodens und die physikalischen Eigenschaften des durchlaufenen Mediums als bekannt voraussetzt. Er berechnet dann die Bewegung an der Erdoberfläche irgend einer Station der Erde und will dann umgekehrt, wenn eine bestimmte Bewegung an der Erdoberfläche registriert wird, auf die physikalischen Eigenschaften des durchlaufenen Mediums schließen. Für verschiedene Fälle sind die mathematischen Ableitungen gegeben. Praktische Beispiele sind nicht angeführt. *W. Schneider.*

Maurice Ewing and A. P. Crary. Study of Emergence Angle and Propagation Paths of Seismic Waves. *Physics* 5, 317—320, 1934, Nr. 10. Es gibt Laufzeitkurven für elastische Wellen, die für solche Teile der Erdkruste gelten, in denen die Geschwindigkeit gleichmäßig mit der Tiefe abnimmt. Diese Laufzeitkurven können angenähert dargestellt werden durch $X = aT^2 + bT$ und von ihnen wird auf die Geschwindigkeit in der Tiefe geschlossen. Der Verf. entwickelt eine neue Methode, indem er den Emergence-Winkel zu Hilfe nimmt. Die erhaltenen Werte über die Geschwindigkeiten in der Tiefe stimmen gut mit den aus der Laufzeitkurve ermittelten überein. *W. Schneider.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Amplitudes of Dispersive Rayleigh-waves at Different Depths of a Body. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 12, 641—648, 1934, Nr. 4. Es ist bekannt, daß die Amplituden der Rayleigh-Wellen mit der Tiefe abnehmen. In der vorliegenden Arbeit ist das Verhältnis der Amplituden der Rayleigh-Wellen an der Oberfläche zu den Amplituden in verschiedenen Tiefen berechnet worden, unter der Annahme, daß es sich um ein geschichtetes Medium handelt. Gleichzeitig wird auch das Verhältnis der horizontalen zu den vertikalen Verrückungen ermittelt. Die Ergebnisse sind in graphischen Darstellungen zusammengefaßt. *W. Schneider.*

Chûji Tsuboi. Notes on the Undulatory Deformation of the Earth's Crust. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 12, 657—659, 1934, Nr. 4. Das wellenähnliche Heben und Senken von Teilen Japans, das durch Vergleich der Ergebnisse von Nivellements festgestellt worden ist, die auf derselben Linie ausgeführt viele Jahre auseinanderliegen, kann nach dem Verf. auf zwei Wegen erklärt werden. Einmal können wellenähnliche Deformationen der Erdkruste, die nur sehr langsam fortschreiten, angenommen werden, das andere Mal kann auch die Erscheinung unter der Voraussetzung erklärt werden, daß die Erdkruste in einzelne Blöcke gespalten ist, deren Bewegung ganz oder zum Teil voneinander unabhängig ist. Der Verf. hat nun das Heben und Senken der Erdkruste quer zu den ursprünglich bearbeiteten Nivellierlinien untersucht. Er findet auch hier eine wellenähnliche Bewegung der Erdkruste. Es erscheint ihm danach die zweite Annahme wahrscheinlicher. *W. Schneider.*

Harry O. Wood. Seismological research in Southern California. S.-A. Fifth Pacific Science Congr. S. 2347—2353, ohne Jahreszahl. Eine programmatische Abhandlung über experimentelle Untersuchungen bei Nahbeben. *W. Schneider.*

A. Prey. Über die Elastizitätskonstante der Erde. (II. Mitteilung.) *Gerlands Beitr. z. Geophys.* 44, 59—80, 1935, Nr. 1. Die Größe h , die neben k die elastische Deformation der Erde ausdrückt, wird auf Grund einer verbesserten

Formel von Love und Larmor für den Zusammenhang zwischen Eulerscher und Newcombscher Periode der Polschwankungen berechnet. Dabei werden die mit der Zeit veränderlichen Trägheitsmomente und Trägheitsprodukte und die Abplattung mit in die Rechnung einbezogen. Danach wird, ausgehend vom Hamiltonschen Prinzip, für die Festigkeit in verschiedenen Tiefen gefunden: $n = c_1^2 (1 - 0,97 c_1^2) \cdot 10^{13}$ CGS, wo $c_1 = r/r_0$, und für $h = 0,22$, $k = 0,41$ und $\gamma = 0,81$. Das Maximum der Festigkeit beträgt $25,78 \cdot 10^{11}$ CGS und liegt in 1792 km Tiefe unter der Erdoberfläche.

F. Steinhauser.

J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. I. Mitteilung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 81—85, 1935, Nr. 1. Der Verf. ist der Ansicht, daß die norwegischen Fjorde Spalten in der Erdkruste darstellen und daß ihre Entstehung mit der Landhebung zusammenhängt. — Die Faröer sind durch vulkanische Ausbrüche entstanden und stellen die höchste Erhebung des unterseeischen Rückens zwischen Shetland und Island dar. Die NW—SE-Spaltung der Inselgruppe scheint eine Folge tektonischer Aufspaltungen zu sein. — Die vom vorherrschenden Westwind getriebenen Wellen unterhöhlen die Westküste dieser Inseln und bringen sie zum Einsturz; daher sind die Westküsten steiler als die Ostküsten. Denselben Winden verdanken die schwedischen Gletscher ihre Entstehung, da sie Ablagerungen der angewehten Schneemassen an der Lee-seite der Berge darstellen.

F. Steinhauser.

G. Jacoby. Beiträge zur Untersuchung der Senkung unserer Küstengebiete. Ann. d. Hydrogr. 63, 99—121, 1935, Nr. 3. Es ist Absicht des Verf., durch eine ausführliche Kritik zu einer vorsichtigeren Behandlung der Senkungsforschung und vor allem zu neuen Versuchen anzuregen. Als wichtigste Punkte werden hervorgehoben: klare Ausdrucksweise, kritische Bewertung der Unsicherheit in den Unterlagen, vorsichtige Zurückhaltung beim Verallgemeinern von Teilergebnissen und Übertragen auf andere Gegenden und Zeiten sowie beim Aufstellen von Vorstellungen und endlich erneute Überprüfung der Pegelmessungen sowie der Ansicht über die Entstehung des Kanaldurchbruchs und seine Folgen.

H. Ebert.

Torahiko Terada. On the Stability of Continental Crust. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 451—458, 1934, Nr. 3. Ähnlich wie eine nur ihrer eigenen Anziehung unterworfenen Flüssigkeit das Bestreben hat, sich zu einer Kugel zusammenzuballen, kann bei bestimmten der Wirklichkeit sehr ähnlichen Verhältnissen von Gravitationskräften und elastischen Kräften, verbunden mit hinreichender Volumenverminderung durch Abkühlung, eine ursprünglich die Erde gleichmäßig bedeckende Kruste sich auf einen Teil der Erdoberfläche zusammenziehen. Hierdurch werden die Unterschiede im Aufbau der Kontinente und Ozeane herbeigeführt. Strömungen im subkrustalen Material können Kontinentsverschiebungen und den Zusammenschub von Erdkrustenmassen herbeiführen. Wie einfache Abschätzungen zeigen, reichen die Größenordnungen der wirksamen Druckunterschiede dazu aus.

K. Jung.

Naomi Miyabe. Deformation of the Earth's Crust along the Pacific Coast, The Japan Sea Coast, and in the Central Zone of Japan. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 460—469, 1934, Nr. 3. Auf drei einander parallelen Linien werden neuzzeitliche Nivellements mit 30 bis 40 Jahren älteren Nivellements verglichen. Hierbei zeigen sich wellenartige Verbiegungen der Erdkruste mit Wellenlängen von 200 bis 250 km, deren Extreme in den drei Profilen einander entsprechen. Sie stehen in engem Zusammenhang mit tektonischen Strukturlinien und der Zone der tiefen Erdbeben. Diesen großräumigen Verbiegungen sind solche mit kleineren Wellenlängen überlagert.

K. Jung.

Takaharu Fukutomi. On the Vibrations of Buildings and Reinforced Concrete Chimneys due to Earthquake Motion. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 492—515, 1934, Nr. 3. Aus gleichzeitigen Aufzeichnungen von Erdbebenbewegungen in verschiedenen Stockwerken von Gebäuden und Türmen werden deren Resonanzkurven, Eigenperioden und Dämpfungen bestimmt. Für einfache Fälle wird die Theorie entwickelt, die Beobachtungsergebnisse werden ausführlich mitgeteilt. *K. Jung.*

Mishio Ishimoto. Analogie des secousses sismiques aux mouvements de l'eau dans un bassin. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 706—710, 1934, Nr. 4. In einem kleinen Wasserbecken wird die Oberfläche mit einem Stempel in Schwingung versetzt. Die Bewegung eines Schwimmers wird fünffach vergrößert aufgezeichnet. Die Kurven haben große Ähnlichkeit mit Nahbeben seismogrammen. Hiernach ist anzunehmen, daß man bei Nahbeben Eigenschwingungen der Erdkruste registriert, die von der ankommenden Erdbebenwelle erregt werden. *K. Jung.*

Win Inouye. Comparison of the Earth Shakings Above-ground and Underground. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 712—741, 1934, Nr. 4. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Es wurde gleichzeitig an der Erdoberfläche und in einem 9 m tiefen Keller registriert. Die Seismogramme stimmen in vielen Einzelheiten überein. Kurze Schwingungen, die den längeren Wellen überlagert sind, treten an der Oberfläche stärker auf als im Keller. Es gibt zwei Arten solcher Schwingungen: Eigenschwingungen der oberen Erdschicht und eine Art Rayleigh-Wellen. *K. Jung.*

Seiti Yamaguti. On Time and Space Distribution of Earthquakes. A supplementary Note. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 754—758, 1934, Nr. 4. Ergänzungen zu früheren statistischen Untersuchungen des Verf. (Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 46, 1933). *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Some New Problems of free Vibrations of a Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 804—820, 1934, Nr. 4.

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Some New Problems of Forced Vibrations of a Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 12, 823—852, 1934, Nr. 4. Die Eigenschwingungen und erzwungenen Schwingungen von Gebäuden werden im Hinblick auf die Erdbebensicherheit theoretisch untersucht. Hat das Gebäude n Stockwerke, so tritt im allgemeinen bei n verschiedenen Perioden der Bodenbewegung Resonanz ein. Es gibt je $n - m$ Perioden der Bodenbewegung, bei denen das Biegemoment der das m -te Stockwerk tragenden Säulen Null ist. Die Verteilung dieser Perioden folgt einfachen Gesetzen, die Zahlenwerte hängen stark davon ab, wie die Verbindung zwischen Säulen und Fußböden hergestellt ist. Kann das schwingende Gebäude einen Teil seiner Energie auf dem Erdboden wieder mitteilen, so werden die Schwingungsamplituden und Beanspruchungen erheblich vermindert. Man kann auch die Schwingungen des Gebäudes dadurch herabsetzen, daß man Oszillatoren mit verschiedenen Perioden anbringt, die die Schwingungsenergie aufnehmen. Es sind zahlreiche einfache Fälle zahlenmäßig durchgerechnet. *K. Jung.*

S. C. Roy. Seismometric Study of the North Bihar Earthquake of January 15, 1934 and its Aftershocks. Current Science 3, 298—300, 1935, Nr. 7. Laufzeitkurven der Phasen P , P^* , \bar{P} , \bar{S} werden mitgeteilt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sind in der granitischen Oberschicht $5,23$ (\bar{P}) und $3,17$ (\bar{S}) km/sec, in der basaltischen Mittelschicht $6,24$ (P^*) und $3,72$ (S^*), in der

unteren Schicht 7,78 (P) und 4,26 (S) km/sec. Die Mächtigkeit der oberen Schicht ist 13,7 km, die der mittleren Schicht 22,2 km. Die Herdtiefe beträgt etwa 13 km.

K. Jung.

Torahiko Terada. Vertical Movement of Earth's Crust and Growth of Coral Reef. Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 643—645, 1934, Nr. 10. Beobachtungen über das Wachstum von Korallenriffen lassen auf eine Senkung der japanischen Pazifikküste um etwa 7 mm pro Jahr schließen. Geologische Untersuchungen führen auf eine gesamte Senkung von etwa 700 m. Hiernach dürfte der Aufbau der Korallenriffe seit etwa 10^5 bis 10^6 Jahren andauern.

K. Jung.

S. W. Visser. On the relation between microseisms and depressions in Western-Europe and on the Ocean. Proc. Amsterdam 37, 738—746, 1934, Nr. 10. In De Bilt fällt im allgemeinen starke Bodenunruhe mit starkem Seegang an den westeuropäischen Küsten zusammen, jedoch gibt es ausgesprochene Ausnahmen, in denen ein Minimum des Seeganges mit besonders starker Bodenunruhe zusammentrifft. In diesen Fällen liegen die Zentren starker Tiefdruckgebiete im NO-Atlantik, und es ist somit der von Gherzi für Ostasien nachgewiesene Einfluß der Tiefdruckgebiete auch in Europa vorhanden. Amplituden und Perioden der Bodenunruhe nehmen mit der Stärke der Tiefdruckgebiete zu. Eine Abhängigkeit der Amplitude von der Entfernung des Zentrums läßt sich nicht erkennen, während die Periode mit wachsender Entfernung zunimmt. Tiefdruckzentren über der Nordsee erzeugen größere Perioden als dem allgemeinen Periodenentfernungsgesetz entsprechen. Die von einem Tiefdruckgebiet erzeugte Bodenunruhe ist am stärksten in Richtung seiner Bahn. Regelmäßige Wellengruppen werden von fernen atlantischen Tiefdruckgebieten erregt, kontinentale oder küstennahe Zentren erregen unregelmäßige Bewegungen. Die Tiefdruckgebiete erzeugen Bodenunruhe nur während eines kurzen Teils ihrer Lebensdauer. Danach scheint es, daß der Ozeanboden nur stellenweise zur Aufnahme von Druckschwankungen empfänglich ist; es mag auch sein, daß der Druckgradient oder die Ausdehnung des Tiefdruckgebietes maßgebend sind.

K. Jung.

M. Burgaud. Sur quelques observations magnétiques récentes faites dans le sud et le sud-ouest de la Chine. C. R. 200, 1543—1545, 1935, Nr. 18.

Dede.

A. G. McNish. Apparent effect of magnetic activity upon secular variation of the vertical component of the earth's magnetic field. National Res. Council. 1934, S. 175—176. Wie statistische Untersuchungen zeigen, ist der Mittelwert der Vertikalintensität in Jahren mit starker magnetischer Aktivität etwas höher als in weniger gestörten Jahren. Durch Vergleich mit der Horizontalintensität ist zu erkennen, daß das äußere Feld der Erde in den Jahren mit starker Aktivität verstärkt ist.

K. Jung.

Louis Eblé et Gaston Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à la Station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1 janvier 1935. C. R. 200, 957—958, 1935, Nr. 11. Die Werte der magnetischen Elemente: Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal-, Nord-, Westkomponente und Totalintensität werden zusammen mit den entsprechenden Werten der Säkularvariation für die Station Val-Joyeux mitgeteilt.

Schmerwitz.

Théodore Ionescu et Constantin Mihul. Propagation des ondes électriques dans le champ magnétique terrestre. C. R. 200, 1301—1303, 1935, Nr. 15. Verf. haben bei der Erörterung der Theorie der Ausbreitung der Wellen in der Ionosphäre nicht den Einfluß des erdmagnetischen Feldes in Betracht gezogen, der sich durch die Entzopplung der ionosphärischen Echos offenbart. Es

werden folgende Schlüsse gezogen: 1. Das magnetische Feld liefert nur zwei Komponenten. 2. Die Entdopplung ist größer in höheren Breiten als in der tropischen Zone. 3. Im allgemeinen haben die beiden Komponenten den Charakter zirkular polarisierter Wellen von entgegengesetztem Sinn. Der Faraday-Effekt ist hier maßgebend für die Wirkung der vertikalen Komponente des Erdfeldes. Die Trennung der beiden zirkularen Komponenten rührt daher, daß ihre Gruppengeschwindigkeiten sehr verschieden sind. Die Hypothese wird angewendet auf die Berechnung von ϵ und α , wofür Formeln angegeben werden. Daraus lassen sich Kurven zeichnen, die die scheinbaren Reflexionshöhen für die Komponenten abgeben. Winckel.

St. Procopiu. Détermination des éléments magnétiques en Roumaine et Cartes magnétiques de la Roumanie, dressées pour le 1^{er} Juillet 1934. S. A. Ann. scient. Univ. Jassy **31**, 270—302, 1935, Nr. 1/4. Die Darstellung enthält eine in den Einzelheiten ausführliche Wiedergabe der neuen magnetischen Vermessung, die in den rumänischen Gebieten Moldau, Besarabien und Bukowina an 27 Orten von 1931 bis 1934 durchgeführt wurde. Für die übrigen Gebiete des Landes wurden die aus den Jahren 1890 und 1901 vorliegenden Vermessungsnetze benutzt, die durch Neuvermessung einiger früherer Stationen an den Stichtag 1. Juli 1934 (1934, 5) angeschlossen wurden. Für das Gesamtgebiet wurden für diesen Zeitpunkt auf Grund der Resultate Karten der magnetischen Deklination, Inklination und der Horizontalkomponente gezeichnet und der Abhandlung beigelegt. Schmerwitz.

J. Cabannes et J. Dufay. Variation annuelle de l'intensité des raies brillantes du ciel nocturne. C. R. **200**, 878—880, 1935, Nr. 11. Mit einem lichtstarken Spektrographen vom Öffnungsverhältnis $F/0.7$ konnte das Leuchten des Nachthimmels bei Expositionen von 6 Stunden photographiert werden. Durch einen Stufenkeil bekannter Dichte, der vor dem Spalt des Spektrographen angeordnet war, konnten die täglichen Schwankungen des kontinuierlichen Spektrums in der Nähe der Nachthimmellinien sowie der Nachthimmellinien selbst bestimmt werden. In einer Serie von 68 Aufnahmen wurden die Perioden der Banden 4418 bis 4426 und 4173 Å bestimmt. Das Nachthimmelleuchten wurde in der Richtung des Nordpols aufgenommen. Die zeitlichen Variationen sind in einem Diagramm zusammengestellt, das einen ähnlichen Verlauf der Helligkeitskurven des Kontinuums, der Banden 3420 und 4173 Å sowie der von anderen Beobachtern in New York und in Terling gemessenen Nordlichtstrahlung zeigt. Frerichs.

L. Vegard und E. Tønsberg. Nachthimmellicht und Nordlicht im langwelligen Spektralgebiet. ZS. f. Phys. **94**, 413—433, 1935, Nr. 7/8. Das Spektrum des Nordlichts und des Nachthimmelleuchtens wurde in Oslo und in Tromsø aufgenommen. Bezogen auf gleiche Intensität der grünen Nordlichtlinie 5577 Å sind die roten Banden im Nachthimmelleuchten viel stärker als im Nordlicht, ebenso ist die Intensitätsverteilung in ihnen verschieden. Dieser Effekt tritt besonders auf den Aufnahmen des Nachthimmelleuchtens in Oslo hervor. Die roten Banden des Nachthimmelleuchtens lassen sich mit denjenigen Banden der ersten positiven Stickstoffgruppe identifizieren, die besonders im Stickstoffnachleuchten auftreten. Am intensivsten sind die Banden: $n' = 9 \rightarrow n'' = 5$ und die Banden $\Delta n = +2$. Die zweite positive Gruppe und die erste negative Gruppe sind im Nachthimmelleuchten nicht vorhanden, in Übereinstimmung mit der Vegard'schen Deutung der beiden Lichterscheinungen. Die rote Sauerstofflinie 6300 Å zeigt im Nachthimmelleuchten wie auch im Nordlicht wechselnde Intensität. Es gelang den Verf. nicht, die von Sommer gefundenen zahlreichen roten

Linien des Nachthimmelleuchtens, die von Cabannes bestätigt worden waren, in Oslo oder Tromsø nachzuweisen, obgleich das Auflösungsvermögen der benutzten Apparate dazu ausreichend war.

Frerichs.

A. Rostad. Beziehung der Nordlichterscheinungen zu den weltweiten magnetischen Störungen. Geofys. Publ. Oslo 10, Nr. 10, 10 S, 1935. In Fortsetzung einer früheren Arbeit (Geofys. Publ. Oslo 5, Nr. 5, 1928) wird untersucht, wie die magnetische Störungsintensität und der magnetische Polabstand der Nordlichterscheinungen miteinander in Zusammenhang stehen. In Übereinstimmung mit der Nordlichttheorie ergibt sich, daß bei starker Störung der Polabstand größer ist, und zwar 33° bei 250γ , während er ohne Störung bei 24° liegt. *Brüche.*

Carl Störmer. Luminous Night Clouds over Norway in 1933 and 1934. Nature 135, 103—104, 1935, Nr. 3403. Der Verf. berichtet über die von drei südnorwegischen Stationen gemachten Beobachtungen an leuchtenden Nachtwolken. Es wird vermutet, daß diese Wolken aus kosmischem Staub bestehen, der aus dem interplanetaren Raum kommt. *Brüche.*

Donald G. Fink. Methods of Electrical Prospecting. Electr. Eng. 54, 293—296, 1935, Nr. 3. Eine Übersicht der elektrischen Aufschlußverfahren für die Aufsuchung von Bodenschätzen. Hierzu bietet sich einerseits die Möglichkeit der Vermessung natürlicher Felder — des Magnetismus sowohl wie des elektrischen Potentialfeldes, das durch elektrolytisch wirksame Minerale erzeugt werden kann. Diesen gegenüber sind die mit künstlichen Feldern arbeitenden Verfahren im Anwendungsbereich überlegen. Doch können hier die Resultate ohne die erforderliche Vorsicht und Erfahrung viel eher zu Fehlschlüssen führen. Zum Abschluß wird über die in Massachusetts durchgeführten Versuche zur Bestimmung der Leitfähigkeit in größeren Tiefen mit zwei 48 km voneinander entfernten Zuführungselektroden berichtet. Die Bearbeitung dieser Ergebnisse ist noch nicht abgeschlossen. *Schmerwitz.*

E. K. Müller. Elektro-tellurische Erscheinungen. Gerlands Beitr. 44, 56—58, 1935, Nr. 1. Im Gebirgsmassiv des St. Gotthard traten elektromagnetische Wellen auf, die sich besonders zur Nachtzeit in der durchgehenden Telefonleitung durch eigentümliche Geräusche bemerkbar machten. Ferner wird von Fällen berichtet, die darauf hinweisen, daß das elektrische Potential in den oberen Erdschichten unter Umständen sehr hoch sein kann. — Beim Erdbeben von 1911 wurde über dem Bodensee ein sich blitzschnell fortbewegendes Feuer von $\frac{1}{2}$ bis 1 m Höhe beobachtet. — Jahrelang durchgeführte Erdstromkontrollen zeigten Schwankungen der Erdstromspannung, die der Verf. mit Veränderungen in der Erdkruste in Beziehung bringt und als Vormelder von Erdbeben betrachten will. *F. Steinhäuser.*

L. Wertenstein. Adsorption du radon aux températures basses. Acta Phys. Polon. 3, 1934, polnisch S. 469—470; französisch S. 471—484. Die Beobachtungen der Kondensation von RaEm an tiefgeköhlten Oberflächen stehen noch nicht im Einklang mit der thermodynamischen Theorie der Kondensation: Beim Vorhandensein einer festen und flüssigen Phase muß die gasförmige Em einen bestimmten Dampfdruck besitzen, der bei der Temperatur der flüssigen Luft etwa 1000 mal höher ist, als dem Experiment entspricht. Zum Teil ist diese Diskrepanz dadurch zu erklären, daß als „feste Phase“ eine mindestens monoatomare dichtgepackte Schicht von Em auf der Kühlfläche notwendig ist, eine wegen der im allgemeinen benutzten geringen Em-Mengen bei den Experimenten meist nicht erfüllbare Voraussetzung. Darüber hinaus kann jedoch auch die Langmuirsche Theorie der Adsorption speziell für kleinere Substanzmengen,

als zur Ausbildung einer monoatomaren Schicht notwendig sind, die quantitative Adsorption (bzw. Kondensation) der Em aus einem Luftquantum, das nur mit wenigen cm^2 einer tiefgekühlten Fläche in Verbindung steht, nicht erklären. — Beobachtungen von Herszfeld und vom Verf. zeigen, daß bei der Kondensation bzw. Adsorption von Em an tiefgekühlten Flächen bei Anwesenheit von H_2O , CO_2 und Hg die Em vorwiegend an solchen Stellen niedergeschlagen wird, an denen auch die genannten Gase ausfrieren. — Verf. untersucht mit einer geeigneten Anordnung — von der eine Art „Differential-Emanometer“ zur selektiven Messung der von der α -Strahlung von RaEm und RaA hervorgerufenen Ionisation besonderes Interesse verdient — diesen Einfluß der kondensierbaren Fremdgase und findet zunächst, daß zur Ausschaltung derselben eine gewöhnliche Gasfalle nicht genügt, daß vielmehr eine sorgfältige Entgasung der ganzen Vakuumapparatur bei hohen Temperaturen vorausgehen muß: Dann erst gehorcht die Adsorption der Em an gekühlter Glasfläche der Langmuirschen Theorie; die Abweichungen unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen sind also tatsächlich auf den Einfluß der Verunreinigungen zurückzuführen. — Zur Deutung dieses Einflusses werden drei Hypothesen diskutiert: 1. Vergrößerung der wirksamen Adsorptionsoberfläche durch Anfrieren von Hg bzw. H_2O -Mikrokristallen. 2. Annahme einer gegenüber der Glasoberfläche wesentlich (10 000 mal!) besseren Adsorbierbarkeit der Em an festen Hg bzw. H_2O -Oberflächen. Beide Hypothesen besitzen jedoch wenig Wahrscheinlichkeit. 3. Am wahrscheinlichsten ist die Annahme, daß die Em-Atome von solchen der gleichzeitig kondensierenden Fremdgase eingeschlossen und überdeckt werden, wodurch ihr Austausch mit der gasförmigen Phase erschwert bzw. unterbunden wird. Durch Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen wird gezeigt, daß auf diese Weise eine Verschiebung des Adsorptionsgleichgewichtes bis zum praktisch völligen Fehlen der gasförmigen Phase möglich ist. Die Anwendung dieser Hypothese auf einige andere Probleme der Hochvakuumerscheinungen wird diskutiert. *H. Israël.*

V. Baranov und S. Kretschmer. Verwendung von Lichtplatten mit dicker Emulsionsschicht zur Erforschung der Verteilung radioaktiver Elemente in Naturobjekten. C. R. Leningrad 1, 1935, Nr. 7/8; russisch S. 543—546, deutsch S. 546—549. Zur Erforschung der Verteilung radioaktiver Elemente in Erzkörpern wird die Methode der Radiographie flachgeschliffener Gesteinsoberflächen angewendet, wobei im Falle geringer Radioaktivität spezielle photographische Platten mit dicker Emulsionsschicht (bis 50μ) verwendet werden. Die experimentelle Technik wird näher beschrieben und als Anwendungsgebiet angeführt: 1. Bestimmung des Gesetzes der Verteilung der Radioelemente im Gestein. 2. Quantitative Bestimmung der radioaktiven Einschlüsse in pleochroitischen Höfen. 3. Die Konzentrationspunkte der Radioelemente durch lebende Organismen. 4. Die Bestimmung kleiner Mengen der α -ausscheidenden Elemente, z. B. des Urans. Fortsetzung der Arbeit in den erwähnten Richtungen wird angekündigt. *K. W. F. Kohlrausch.*

H. Israël. Emanation in Boden- und Freiluft. ZS. f. Geophys. 10, 347—356, 1934, Nr. 8. Nach einer Zusammenstellung der bisherigen Untersuchungen über den (Radium-)Emanationsgehalt des Bodens wird die bioklimatische Bedeutung der Emanation besprochen. In diesem Zusammenhang werden auch das Bergkrankheits- und das Wüschelrutenproblem erörtert. Im Jahres- und Tagesgang des Emanationsgehaltes der unteren Atmosphärenschichten, in der Aktivitätsabnahme mit der Höhe und im Verhalten an Schichtgrenzen zeigt sich eine merkwürdige Parallele zur Kernzahl. Verf. schließt daraus auf eine Anlagerung der Emanation an bestimmte Kerne. Eine solche Anlagerung, die auch

andere Versuche wahrscheinlich machen, erfordert infolge der bisher nicht berücksichtigten Schwächung der α -Strahlen im Kern schwer abzuschätzende Korrekturen bei der Bestimmung des Emanationsgehaltes nach den üblichen Verfahren.

Erwin Miehlnickel.

H. Israël und F. Becker. Die Bodenemanation in der Umgebung der Bad Nauheimer Quellenspalte. Gerlands Beitr. 44, 40—55, 1935, Nr. 1. In sechs zur vermuteten Verwerfungslage der Quellenspalte senkrechten Profilen wurden die Bestimmungen an Bodenluftproben, die aus 1 m Tiefe entnommen waren, nach der gewöhnlichen emanometrischen Methode vorgenommen. Es zeigt sich ein Anstieg der Emanation bis auf das Hundertfache über dem Spaltenausgang. Auch der Kohlensäuregehalt stieg in der Nähe der Verwerfung etwas an.

F. Steinhäuser.

Gabor Dessau. Misura di radioattività in una miniera di zinco della Valle Seriana. S. A. Boll. Soc. Geol. Italiana 51, 265—276, 1932, Nr. 2. Mit Hilfe des Ebertschen Ionenzählers wird in einer Zinkmine (Valle Seriana) eine kräftige Steigerung der Ionisierung nachgewiesen.

K. W. F. Kohlrausch

Marcel Geslin. Sur le coefficient de partage du radon entre les gaz et l'eau des sources. C. R. 200, 1423—1425, 1935, Nr. 16. Es werden Messungsergebnisse über den die freiwillige Verteilung der Emanation zwischen Emanation-haltiger Quelle und Gasraum bestimmenden Koeffizienten mitgeteilt.

K. W. F. Kohlrausch.

E. B. Judson. Ionosphere Studies. Phys. Rev. (2) 47, 509, 1935, Nr. 6. Registrierte Kurven zeigen ausgeprägte zeitliche Änderungen der virtuellen Höhe der F_2 -Schicht der Ionosphäre. Sie wechselt über 16 Monate von 250 km im Winter bis 375 km im Sommer. Es werden hierfür zwei Erklärungen gegeben. 1. Im Sommer besteht eine größere Diffusion der Elektronen in der F_2 -Schicht. In diesem Fall muß die Welle beim Eindringen in diese Schicht eine beträchtliche Entfernung in der Schicht vor der Rückkehr zur Erde zurücklegen. 2. Die Geschwindigkeit der Welle kann, obschon sie von der F_2 -Schicht zurückgekehrt ist, verzögert werden bei der Durchquerung der F_1 -Schicht oder sonst einer ionisierten Schicht zwischen der F_1 - und F_2 -Schicht. Daraus erklärt sich ebenfalls eine Vergrößerung der virtuellen Höhe. Eine Übereinstimmung zwischen den Kurven der virtuellen Höhe und des Intensitätsbereiches der Horizontalkomponente des erdmagnetischen Feldes wurde für die gleiche Zeit beobachtet.

Winckel.

T. L. Eckersley. Musical Atmospherics. Nature 135, 104—105, 1935, Nr. 3403. Die zuerst von Barkhausen beobachteten „musical atmospherics“ ergeben sich, wenn ein niederfrequenter Verstärker an einer Antenne aufgestellt wird. Sie zerfallen in zwei Kategorien, die sich durch die Dauer und den Frequenzbereich ergeben. Die kurzen „atmospherics“, die nur nachts auftreten, dauern $\frac{1}{20}$ bis $\frac{1}{5}$ sec und bedecken ein Frequenzband von 4000 bis 1600 Hertz und werden als Vielfachreflexion zwischen Erde und Ionosphäre erklärt. Die langdauernden „atmospherics“, die als Pfeiftöne auftreten, konnten bisher nicht genau erklärt werden. Verf. entwickelt nun eine Theorie, wonach die Pfeiftöne durch die Dispersion eines plötzlichen Impulses verursacht werden, der durch die Ionosphäre geht, und schließt mit der Theorie von Darwin weiter, daß die einfache Form der Dispersionsformel (ohne Lorentz-Hartree-Korrektion) für die Sendung in einem unpolarisierten Medium wie die Ionosphäre gilt.

Winckel.

Joachim Scholz. Untersuchungen von Apparaten, die die Bestimmung des luftelektrischen Potentialgefälles gestatten,

und ihre Wirkungsweise unter extremen äußeren Bedingungen. ZS. f. Instrkde. 55, 157—166, 1935, Nr. 4. Verf. berichtet über seine Erfahrungen mit Benndorf-Elektrometer und Wilson-Apparatur auf der Polarstation Hooker-Insel (Franz-Josephs-Land) während des Internationalen Polarjahres. Während die Wilson-Apparatur fast ununterbrochen brauchbar blieb, versagten die Benndorf-Registrierelektrometer während des Polarwinters bei Temperaturen unter -10 bis -12° ihren Dienst, da bei dieser Kälte die Kontaktuhren stehen blieben und die Schwefelsäure eindickte. Andererseits traten bei Heizung des Apparatraumes Isolationsschwierigkeiten auf. — Bei Parallelmessungen zwischen Benndorf- und Wilson-Apparatur wurde ein von der Höhe des Potentialgradienten selbst abhängiges Verhältnis der Ergebnisse zueinander festgestellt. Reduktion der Angaben beider Apparate auf die freie Ebene zeigte, daß nur für die Wilson-Apparatur ein konstanter Reduktionsfaktor existierte, während bei den Benndorf-Elektrometern, deren radioaktive Sonden über das Dach des luftelektrischen Hauses hinausragten, die Feldlinien aber nicht senkrecht schnitten, der Reduktionsfaktor mit dem Gradienten selbst in funktionalem Zusammenhang stand. Dies besagt allgemein, daß für Potentialgradientmessungen an Stellen starker Konvergenz oder Divergenz der Feldlinien zweckmäßig die Wilsonsche Apparatur zu benutzen ist bzw. daß für Apparaturen mit radioaktiven Sonden die Reduktionsfunktion auf die freie Ebene bestimmt werden muß. — An der Wilson-Apparatur wird ein Kontaktpotential von $-0,2$ Volt festgestellt und sein Einfluß auf die Messungen des vertikalen Leitungsstromes diskutiert.

H. Israël.

E. V. Appleton. A Method of Measuring the Collisional Frequency of Electrons in the Ionosphere. Nature 135, 618—619, 1935, Nr. 3416. Zu der Arbeit von Eckersley über die Kollisionsfrequenz der Elektronen in der F -Schicht der Ionosphäre äußert Verf., daß die Messungen nicht auf die F_1 -, sondern auf die F_2 -Schicht bezogen werden müßten. Zur Zeit der Messungen wurde vom National Physical Laboratorium für die kritische Frequenz des außerordentlichen Strahls der F_1 -Schicht $4,2$, nicht 5 mc/sec wie bei Eckersley gemessen. Außerdem meint Verf., daß die von Eckersley gebrauchte Formel für den Reflexionskoeffizienten des ordentlichen Strahls in zu grober Annäherung gebraucht worden ist. Verf. gibt hierzu eine Formel für exaktere Berechnung an.

Winckel.

Binar Barlindhaug. Results of registrations of the atmospheric electric potential gradient at the Auroral Observatory, Tromsø, during the period march 1932—july 1933. Geofys. Publ. Oslo 10, Nr. 12, 1935, 12 S. Mittels einer mechanischen („Russelvedtschen“) Sonde und eines photographisch registrierenden Quadrant-Elektrometers wurde der Potentialgradient in Tromsø 17 Monate lang registriert. Der (ungestörte) Tagesgang ist während des ganzen Jahres einfach periodisch (Min. gegen 4 Uhr, Max. gegen 16 Uhr MEZ), der Jahresrhythmus zeigt ein scharfes Maximum im Februar und ein schwaches, verwachsenes Minimum während des Sommers und Herbstes. — Regen hat negative Werte des Potentialgradienten zur Folge, Schnee eine Erhöhung der normalen positiven Werte, die mit anwachsender Windstärke stark zunehmen. Nebel und Dunst erhöhen das Gefälle; mit zunehmender absoluter Feuchte nehmen die Werte ab. Eine Beziehung zu erdmagnetischen Störungen und Nordlichtern wird nicht festgestellt (im Gegensatz zu den Befunden von J. Scholz: Gerl. Beitr. 44, 145, 1935. Anm. d. Ref.).

H. Israël.

Mme Odette Thellier. Mesures simultanées de divers éléments d'électricité atmosphérique. C. R. 200, 1124—1127, 1935, Nr. 13. Es wird eine Versuchsanordnung zur Simultanbeobachtung von λ^+ , λ^- , N^+ , N^- , n^+ , n^- , N^0

(Zahl der Kondensationskerne; Aitken) und N_s (Zahl der Staubeilchen; Owens) beschrieben. Einige Meßbeispiele werden mitgeteilt. *H. Israëel.*

R. Guizonier. Amplitude de la composante semi-diurne du gradient potentiel électrique terrestre et activité solaire. C. R. 200, 1235—1236, 1935, Nr. 14. Verf. analysiert die mittleren monatlichen Tagesgänge des Potentialgradienten und findet periodische Variationen der Amplitude der ersten Oberschwingung (halbtägige Welle) mit einer Periodendauer von einigen Monaten, die in enger Parallele stehen zu den periodischen Änderungen der mittleren monatlichen Gesamtoberfläche der Sonnenflecken. An zwei Figuren wird diese Parallele demonstriert, und zwar einmal für die Potentialgradient-Registrierungen am Ebro-Observatorium 1910/11 und weiter für die Meßmaterialien von Samoa, Ebro-Observatorium und Val Joyeux für den Zeitraum 1927/28. In ähnlicher Weise werden für die 30 jährigen regelmäßigen Potentialgradient-Registrierungen von Ebro-Observatorium, Kew und Eskdalemuir die mittleren jährlichen Tagesgänge analysiert und die Amplituden ihrer ersten Oberschwingung zur mittleren jährlichen Fleckenoberfläche in Beziehung gesetzt, doch ist die erwartete säkulare Beziehung nur im Ebro-Material deutlich vorhanden. *H. Israëel.*

W. Y. Chang and C. S. Wang. Continuous records of the atmospheric potential gradient at Yenching. Chinese Journ. of Phys. 1, 93—100, 1934, Nr. 2. Kurzer Bericht über eine dreimonatige Registrierung des Potentialgradienten in Yenching (China). Methode: Poloniumsonde mit photographisch registrierendem Dolezalek-Elektrometer in Quadrantschaltung. Die ungestörten Tagesreihen zeigen doppelte Periode (Extremtermine sind nicht angegeben). Die eigenartige Feststellung, daß bei Regen der Potentialgradient konstant gleich Null ist, ist offenbar durch Versagen der Isolation während Regenfällen zu erklären; Angaben über Isolationskontrolle und Anordnung der Isolatoren fehlen leider. Bei Gewitter werden rasche Änderungen des Potentialgradienten bezüglich Größe und Richtung beobachtet. Weitere Messungen sind in Aussicht gestellt. *H. Israëel.*

E. V. Appleton. Recent Measurements of Upper-Atmospheric Ionization. Phys. Rev. (2) 47, 89, 1935, Nr. 1. In Form einer Erwiderung auf eine Arbeit von E. O. Hulbert in gleicher Zeitschrift stellt Verf. fest: 1. Historische Richtigstellung bezüglich F_1 - und F_2 -Schicht. Da die maximale Elektronendichte in der F_2 -Schicht größer als in der F_1 -Schicht ist, muß eine Erklärung für die tote Zone in Ausdrücken der F_2 -Ionisation und nicht der F_1 -Ionisation gesucht werden. 2. Hulberts Theorie ist nicht angängig, wenn die effektiven Träger in der Heaviside-Schicht molekular und nicht elektronischer Masse sind. Die Doppelbrechung und differentiale Absorption der ordentlichen und außerordentlichen reflektierten Wellenkomponente (durch den Einfluß des Erdmagnetfeldes), die für die E - wie für die F -Schicht gefunden wurden, sind nur möglich, wenn die elektrischen Ladungen mit elektronischer Masse verbunden angenommen werden. 3. Es wird auf die Schwierigkeit hingewiesen, die die Erklärung der täglichen und jahreszeitlichen Änderungen der kritischen Durchdringungsfrequenz der F_2 -Schicht bietet. *Winckel.*

Ernst A. W. Müller. Ionisation of the Kennelly-Heaviside Layer. Nature 135, 187—188, 1935, Nr. 3405. Das Ionisations-Agens in der E -Schicht kann nicht die ultraviolette Strahlung sein, sondern nur eine so durchdringende wie die Röntgenstrahlung. Nimmt man nach Swann die Erzeugung sehr schneller Elektronen in Sonnenflecken an, so müssen die meisten von ihnen ihre Energie in der Photo- und Chromosphäre abgeben, wobei Röntgenstrahlung erzeugt wird.

Der Massen-Absorptionskoeffizient μ/ρ der Ultraviolettstrahlung ist zu groß, als daß diese bis 100 km Höhe durchdringen kann. Die Röntgenwellenlängen kann man zwischen 13 und 3,5 Å annehmen (bei einer Temperatur von 218 bis 323° K) und in Anbetracht der K -Absorptionsgrenze des Stickstoffs bei 31,1 Å von 40 bis 31,1 Å.

Winckel.

T. L. Eckersley. Collision Frequency and Molecular Density in the F_1 Layer of the Ionosphere. *Nature* 135, 435, 1935, Nr. 3411. Aus den Messungen des Reflexionskoeffizienten der Ionosphäre fand Verf. eine Methode, die Kollisionsfrequenz der Elektronen und Moleküle in der Schicht größter Ionisationsdichte (200 km Höhe) zu finden. Es wurde die Impulsmethode von Breit und Tuve angewandt und gleichzeitig die äquivalente Höhe aufgenommen und der Reflexionskoeffizient der ionisierten Schichten. Die äquivalente Höhe stieg zu gewissen Zeiten plötzlich an, um dann wieder abzufallen. Gleichzeitig fiel die Echo-Intensität auf ein Minimum und stieg wieder an. Hierzu ein Beispiel mit Kurven.

Winckel.

F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe. Frequency of Collision of Electrons in the Ionosphere. *Nature* 135, 585, 1935, Nr. 3415. Die von der F -Zone reflektierten Wellen werden nach den Messungen der Verff. zur Tageszeit in der E -Zone abschätzbar absorbiert, und zwar hat diese Absorption um 14 Uhr ein Maximum und nimmt gegen Sonnenuntergang stark ab. Diese Tatsache steht im Widerspruch mit einem Ergebnis von T. L. Eckersley (*Proc. Roy. Soc. London* (A) 141, 710, 1933), wonach F -Zonen-Echos in der E -Zone nicht merklich absorbiert werden. Verff. glauben nun, daß Eckersleys Messungen der Elektronenstoßfrequenz (vgl. vorst. Ref.) in der F -Zone in der Zeit zwischen 15,50 und 16,00 Uhr nicht zu Recht bestehen, da der Absorptionsabfall in der E -Zone zu Unrecht vernachlässigt ist. Derartige Messungen müßten entweder zur Nachtzeit, wenn keine Absorption in der E -Zone zu berücksichtigen ist, oder zur Zeit des Absorptionsmaximums angestellt werden. Verff. haben weiter mit der von Eckersley benutzten Methode (Breit-Tuve) die F_2 -Zone untersucht und finden für die Stoßfrequenz $1,6 \cdot 10^8$ pro Elektron und Sekunde.

Verleger.

Joachim Scholz. Messungen der Ionenzahlen auf Franz-Joseph-Land unter gleichzeitiger Bestimmung von Potentialgradient und vertikalem Leitungsstrom. *Gerlands Beitr.* 44, 86—97, 1935, Nr. 1. Es wurden sehr wenig Kerne und Großionen, aber eine beträchtliche Zahl Kleinionen mit einer Beweglichkeit $k = 1,4$ und mittelbewegliche Ionen mit $K = 10^{-2}$ cm/sec : Volt/cm gezählt. Die mit der Wilson-Apparatur erhaltene Leitfähigkeit $\bar{\lambda}$ war im Mittel gleich der mit den Ionenzählern bestimmten polaren positiven Leitfähigkeit λ_+ . Die λ_+ - und λ_- -Werte nahmen mit den Leitfähigkeiten A_{\mp} der Mittelionen gleichsinnig zu und ab (Lenard-Effekt als mechanischer Ionisator).

F. Steinhauser.

Robert Gibrat et Georges Veil. Sur la relation entre les conductibilités électriques de l'air et le danger provenant de la foudre. *C. R.* 200, 1233—1235, 1935, Nr. 14.

Dede.

U. Nakaya and T. Terada. On the electrification of dust particles blown by air blast. *Phil. Mag* (7) 19, 115—123, 1935, Nr. 124. Die Deutung der bekannten Staubelektrisierungsphänomene wird bekanntlich dadurch erschwert, daß die bisherigen experimentellen Ergebnisse einander bezüglich der Größe und des Vorzeichens der Aufladung beim Zerblasen verschiedener Staubarten sehr widerspruchsvoll sind. Verff. sind der Ansicht, daß dies in erster Linie in der üblichen „makroskopischen“ Untersuchungsmethode begründet ist, und

schlagen statt dessen eine „mikroskopische“ Methode vor, die an Stelle des Gesamteffektes die einzelnen Staubeilchen bezüglich ihrer Ladung und Größe betrachtet. Drei Methoden kommen zur Anwendung: 1. Mikroskopische Betrachtung der Teilchen in einem mit Staub beladenen Luftstrom unter dem Einfluß eines Wechselfeldes. 2. Trennung der positiven und negativen Teilchen durch ein starkes Feld und gewichtsmäßige Bestimmung der Vorzeichenanteile. 3. Ladungsbestimmung von Einzeileilchen im Millikan-Kondensator. Untersucht werden Harzstaub („resin powder“), Kohlestaub und Lycopodiumsamen. Es sind stets beide Ladungsvorzeichen vertreten mit einem für das Material charakteristischen Verhältnis zwischen beiden. Die Aufladung kommt also, wie schon bisher angenommen, durch gegenseitige Reibung der Teilchen aneinander zustande und ist im wesentlichen unabhängig vom Düsenmaterial. Andererseits wird vermutet, daß der Ladungsüberschuß in dem untersuchten Größenbereich ($3 \cdot 10^{-4}$ bis $3 \cdot 10^{-6}$ cm Durchmesser) durch einen umgekehrten Überschuß im Gebiet der Teilchen jenseits der ultramikroskopischen Sichtbarkeit ausgeglichen wird. — Die Aufladung pro Teilchen verteilt sich für beide Vorzeichen nach einer Gaußschen Wahrscheinlichkeitskurve um etwa 10^{-7} elst. E. je Teilchen. Vergleichende Untersuchungen zwischen der „makroskopischen“ und der „mikroskopischen“ Methode werden in Aussicht gestellt.

H. Israël.

Arthur H. Compton. Cosmic Rays. Nature 135, 695—698, 1935, Nr. 3418 (Royal Jubilee Number).

Dede.

Louis Leprince-Ringuet. Les Rayons Cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) 5, 179S—181 S, 1934, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 364.] Kurze Zusammenfassung über die bisher bekannten Eigenschaften der Höhenstrahlen.

Kolhörster.

J. M. Benade and R. L. Doan. Apparatus for Transmitting Cosmic-Ray Data from Stratosphere. Phys. Rev. (2) 47, 198, 1935, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein Elektrometer besonderer Konstruktion steht über ein optisches System so mit einer Photozelle in Verbindung, daß diese anspricht, wenn die durch Ionisationsstrom bewirkte Ladung des Elektrometers diesen bestimmten Wert erreicht. Dann wird durch die Photozelle ein Kurzwellensender betätigt, der mit Hilfe zweier Summer Wellen sendet, die von einem Kurzwellenempfänger aufgenommen werden. Die Frequenzen der beiden Wellen geben Temperatur und Druck an. Ein Vorversuch, allerdings nur mit Druckübertragung, gelang bis $9\frac{1}{2}$ Meilen Höhe.

Kolhörster.

Victor F. Hess and Rudolf Steinmaurer. Cosmic Rays from Nova Herculis? Nature 135, 617—618, 1935, Nr. 3416.

J. Barnóthy and M. Forró. Dasselbe. Ebenda S. 618. Die beiden ersten Verff. vergleichen ihre Intensitätsmessungen der Höhenstrahlen mit drei Ionisationsapparaturen in der Zeit vom 22. November bis 12. Dezember mit denen vom 13. bis 20. Dezember 1934 bzw. 1. bis 12. Dezember mit denen vom 13. bis 20. und 22. Dezember 1934 in Innsbruck (600 m) bei allseitig 10 cm Bleipanzern und auf dem Hafelekar (2300 m) bei allseitig 10 cm Bleipanzern sowie oben offenem Panzer, um einen eventuellen Einfluß der Nova Herculis feststellen zu können. Die Messungen waren am 22. Dezember abgebrochen worden. Die bis dahin vorliegenden Werte zeigen eine kleine Erhöhung in dem zu erwartenden Sinne, diese liegt aber in der Fehlergrenze, wie Kolhörster für Ionisationsapparaturen vorausgesagt hatte. Die beiden anderen Verff. beobachteten mit Zweifachkoinzidenzapparatur ($\alpha = 0$, $\omega = 90^\circ$), deren Achse im magnetischen Meridian orientiert war, in größerem als „G“ Abstand. Der Intensitätsvergleich zwischen den Stun-

den, während welcher die Nova in die Apparatur einschneien konnte, mit anderen Tagesstunden ergibt positive Unterschiede bis zum vierfachen mittleren Fehler. Indessen wird in den Monaten August, September und Oktober, also vor dem Ausbruch der Nova, der zweifache mittlere Fehler erreicht, so daß ein Einfluß der Nova bei unabgelenkten Strahlen nicht merklich ist.

Kolhörster.

L. Hermans et G. Guében. Variation du rayonnement cosmique avec la latitude. S. A. Bull. Soc. roy. des Sciences de Liège 1934, 109—111, Nr. 5. Mit einer Steinke-Apparatur wurden Intensitäts- und Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung auf einer Schiffsreise zwischen Antwerpen und Belgisch Kongo ausgeführt, welche im allgemeinen die bekannten Ergebnisse des Breiteneffekts und der Härtung der Höhenstrahlung nach niederen Breiten zu bestätigen. Die mit der Apparatur vorgesehene Registrierung erwies sich wegen der Schiffsbewegung nicht als durchführbar.

Kolhörster.

H. J. Walke. Absorption of Cosmic Rays. Nature 135, 472, 1935, Nr. 3412. Verf. weist auf die bekannte Tatsache hin, daß Formeln zur Errechnung der Wellenlänge von γ -Strahlen aus ihren Absorptionskoeffizienten, wie z. B. die Klein-Nishina-Formeln, die Kernabsorption nicht berücksichtigen. Sie sind daher nicht verwendbar für Strahlen mit höherer Energie als 1 Million e-Volt, wie sie bei Höhenstrahlen vorkommen.

Kolhörster.

Victor F. Hess. Entgegnung auf die Abhandlung von Arthur Wagner: Kritische Bemerkungen zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung (nach Aufzeichnungen auf dem Hafelekar). Wiener Anz. 1935, S. 59, Nr. 8; auch Wiener Ber. 144 [2a], 53—64, 1935, Nr. 1/2. Die Kritik von A. Wagner (Wiener Ber. [2a] 143, 533, 1934) an der Auswertung der Hafelekar-Messungen wird als teils unberechtigt, teils unwesentlich zurückgewiesen. Im Gegensatz zu Wagner sieht Verf. die lineare Interpolation der Stundenwerte des Luftdruckes aus den drei Terminbeobachtungen als ausreichend an. Unter Hinweis auf den großen Einfluß von Streuprozessen in der Atmosphäre werden starke, reelle Schwankungen des Barometereffekts als durchaus möglich betrachtet. Ebenso wird die Anwendbarkeit der Korrelationsrechnung auf den Barometereffekt verteidigt. Im Verschwinden des äußeren Temperatureffekts (vgl. a. Corlin, Diss. Lund 1934) bei Einrechnung größerer, konstanter Koeffizienten des Barometereffekts sieht Verf. keinen Beweis für die Richtigkeit dieser Koeffizienten. Übereinstimmung besteht hinsichtlich der Realität einer Tagesperiode der Strahlungsintensität nach Sonnenzeit. Jedoch möchte Verf. aus seinem Material nicht so weitreichende Schlüsse auf Einzelheiten dieses Tagesganges ziehen wie Wagner. Die von Wagner unternommene Schätzung des inneren Temperatureffekts der benutzten Steinke-Apparatur beruht auf unzutreffenden Voraussetzungen.

Erwin Miehlnickel.

Josef A. Priebisch. Zur statistischen Ermittlung des Barometereffekts der Ultrastrahlung. Wiener Anz. 1935, S. 59—60, Nr. 8; auch Wiener Ber. 144 [2a], 65—75, 1935, Nr. 1/2. Durch eine Modifikation des üblichen Verfahrens zur Errechnung der Luftdruckkoeffizienten der Höhenstrahlung soll die Unsicherheit des zugrunde gelegten Barometerstandes selbst und vor allem seiner Verknüpfung mit dem tatsächlichen Schwächungsvermögen des Luftmantels (vgl. Wagner, Wien. Ber. [2a] 143, 533, 1934) berücksichtigt werden. Die praktische Anwendbarkeit der neuen Reduktionsformel ist beschränkt durch ihre verwickelte Handhabung und unsere Unkenntnis vom Ausmaß der genannten „Barometerfehler“. „Schließlich wird eine Auffassung über das Zustandekommen des Barometereffekts dargelegt, nach welcher sich eine Berücksichtigung derartiger Fehler ganz erübrigt.“

Erwin Miehlnickel.

Thomas H. Johnson. North-South Asymmetry of the Cosmic Radiation in Mexico. Phys. Rev. (2) 47, 91—92, 1935, Nr. 1. Mit einer vollautomatischen Koinzidenzanordnung wurde in 29° N geomagnetischer Breite bei 2280 und 4300 m Seehöhe die Höhenstrahlungsintensität unter sieben verschiedenen Zenitwinkeln gemessen. Es ergibt sich ein Überwiegen der aus Süden gegenüber den aus Norden einfallenden Strahlen. Der Betrag dieser Asymmetrie scheint vom Zenitwinkel und von der Seehöhe abzuhängen. Verf. deutet seine Resultate auf Grund der Theorie von Lemaître und Vallarta (vgl. nachstehendes Ref.) durch einen Erdschatteneffekt.

*Erwin Miehl*nickel.

G. Lemaître, M. S. Vallarta and L. Bouckaert. On the North-South Asymmetry of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 434—436, 1935, Nr. 6. Die Theorie von Lemaître und Vallarta ist von Bouckaert für Strahlen größerer Energie erweitert worden. Bei Teilchen positiver Ladung ist der „erlaubte Kegel“ (kein Kreiskegel) am Äquator nach Westen offen und symmetrisch in bezug auf die Äquatorebene. Mit wachsender geomagnetischer Breite wandert die Kegelachse derart, daß auf der nördlichen Halbkugel ein Intensitätsüberschuß aus Süden, auf der südlichen ein solcher aus Norden zu erwarten ist. Maßgebend für diese Asymmetrie ist nicht wie bei der W-E-Asymmetrie die Differenz, sondern die Summe von positiven und negativen Teilchen. Im Einklang mit diesen Berechnungen stehen Messungen von Johnson (Phys. Rev. 47, 91, 1935; vgl. vorst. Ref.). Das Minimum des Betrages der Asymmetrie bei einem Zenitwinkel von 40° wird als Absorptionseffekt gedeutet. Entgegen Johnsons eigener Erklärung seiner Resultate wird die Annahme eines „Schatteneffektes“ nicht als ausreichend erachtet. Die Kritik Størmers (Terr. Magn. and Atm. El. 37, 375, 1932) an ihren früheren theoretischen Ergebnissen erkennen die Verff. zum Teil als berechtigt an, glauben jedoch, in anderer Hinsicht eine größere Genauigkeit verbürgen zu können.

*Erwin Miehl*nickel.

W. F. G. Swann. The Origin of the Hardening of Cosmic Rays in Passing Through Matter. Phys. Rev. (2) 47, 250, 1935, Nr. 3. Die Zahl N_s der pro cm^3 im Einheitsraumwinkel emittierten Schauer wird als Funktion der primären Höhenstrahlungsenergie E angesetzt in der Form $N_s = a_1 E + a_2 E^2 + \dots$. Nimmt man an, daß die Koeffizienten a von der Ordnungszahl des Mediums abhängen, so müßte die Schauerproduktion in Blei mit der Höhe stärker zunehmen als die Ionisierungsstärke in Luft; was mit Beobachtungen von Rossi, Johnson u. a. übereinstimmt. Aus dieser Formel läßt sich ferner bei Berücksichtigung der Glieder höherer Ordnung die Härtung der Strahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre entnehmen, sofern die Energie der Primärstrahlen nur in Schauer umgesetzt wird. In schwereren Stoffen, bei denen die Abweichung des N_s -Wertes von der Linearität stärker ist, müßte auch die Strahlenhärtung wirksamer sein. Diese Überlegungen lassen sich auf eine inhomogene Primärstrahlung übertragen und gestatten über die bisher gezogenen Schlüsse hinaus möglicherweise eine einfache Deutung des Breiten- und Azimutaleffektes.

*Erwin Miehl*nickel.

J. Clay. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933. VI. The variation of the penetrative power of the radiation with magnetic latitude. The energy distribution of the particles. Physica, 2, 299—308, 1935, Nr. 4. Absorptionsmessungen in einem Wassertank während der Reise zwischen Amsterdam und Colombo ergaben, daß die Strahlenhärte der Theorie entsprechend gegen den Äquator zunimmt. Die langwellige Grenze der „erlaubten“ Strahlen (Størmer, Lemaître und Vallarta) verlagert sich mit wachsender Absorberdicke kontinuierlich nach niedrigeren Breiten. Daraus wird in Übereinstimmung mit dem Ergebnis einiger

Vierfachkoinzidenzmessungen auf ein kontinuierliches Energiespektrum der Höhenstrahlung geschlossen. Unter dünnen Wasserschichten machten sich störende Übergangseffekte bemerkbar. *Erwin Miehltnickel.*

H. V. Neher. The East-West and Longitude Effects. Phys. Rev. (2) 47, 417—418, 1935, Nr. 5. Die exzentrische Lage des Zentrums des Erdmagneten ruft nach Clay den zuerst von ihm beobachteten Längeneffekt der Höhenstrahlung hervor. Koinzidenzmessungen des Verf. zeigen einen Längeneffekt von rund 4 bis 5 % der gesamten Intensität in Seehöhe und bestätigen die Auffassung Clays. Es wird darauf hingewiesen, daß bei der Beobachtung des Ost-West-Effekts der Höhenstrahlung die Neigung der magnetischen Äquipotentialflächen gegen die Vertikale zu berücksichtigen ist; es wird daher vorgeschlagen, bei derartigen Beobachtungen die Koinzidenzanordnung statt um die Vertikale um eine entsprechend geneigte Richtung zu drehen. Messungen anderer Autoren werden diskutiert. *Jánosy.*

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. The Variation with Altitude of the Production of Bursts of Cosmic-Ray Ionization. Phys. Rev. (2) 47, 429—434, 1935, Nr. 6. Aus Messungen mit der Ionisationskammer in 61 (Swarthmore), 1860 (Colorado Springs), 3500 (Glen Cove) und 4300 (Pikés Peak) m Seehöhe geht hervor, daß die Zahl der in Blei ausgelösten Schauer mit der Höhe zunimmt, und zwar in allen Größenklassen ziemlich gleichmäßig. Die Zunahme ist viel größer als die der Höhenstrahlungsintensität (vgl. auch Swann, Phys. Rev. 46, 250, 1933); sie findet eine einfache Deutung durch die Theorie von Swann, nach der eine unmittelbar nicht ionisierende Höhenstrahlungskomponente ihre Energie in Schauer umsetzt, deren Zahl mit der Energie der Primärstrahlung steigt. Für den Barometereffekt werden wesentlich kleinere Koeffizienten errechnet, als aus den Messungen von Steinke, Gastell und Nie (Naturwiss. 51, 898, 1933) hervorgeht. *Erwin Miehltnickel.*

D. D. Montgomery and C. G. Montgomery. The Production of Cosmic-Ray Showers by Lead at Different Elevations. Phys. Rev. (2) 47, 339, 1935, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Zahl der Höhenstrahlenschauer wird mit einer Hochdruckionisationskammer mit Stickstofffüllung in vier verschiedenen Höhen beobachtet. Aus der Zunahme der Schauer mit der Höhe wird auf einen Absorptionskoeffizienten von $0,9 \pm 0,1 \text{ m}^{-1}$ in Wasser geschlossen (vgl. vorst. Ref.). *Jánosy.*

Ralph D. Bennett, Gordon S. Brown and Henry A. Rahmel. Frequency and Magnitude of Cosmic-Ray Bursts as a Function of Elevation. Phys. Rev. (2) 47, 437—443, 1935, Nr. 6. Mit einem neuen Höhenstrahlungs-Intensitätsmesser (Compton, Wollan und Bennett, Rev. Scient. Inst. 5, 415, 1934) wurden je 189 bis 336 Stunden lang in 185 (Chicago), 1620 (Denver), 3240 (Echo Lake) und 4300 (Mt. Evans) m Seehöhe solche Schauer gezählt, die mehr als 10^7 Ionenpaare erzeugen. Diese kurzzeitigen Registrierungen liefern folgende Ergebnisse, die in großen Zügen mit denen von Montgomery (Phys. Rev. 47, 430, 1935; vgl. ob. Ref.) übereinstimmen: 1. die Abnahme der Schauerhäufigkeit mit der Schauergröße läßt sich durch eine Exponentialreihe darstellen, 2. die großen Schauer tragen nur wenig zur Gesamtionisation bei, 3. die beobachtete Maximalgröße der Schauer nimmt schnell mit der Höhe zu. In 4300 m Seehöhe wurde ein Schauer registriert, der einer in der Kammer abgebauten Primärenergie von $3 \cdot 10^{10}$ e-Volt entspricht. Im Anhang wird die Möglichkeit der Unterscheidung zwischen reellen Schauern und statistischen Intensitätsschwankungen der Einstrahlung diskutiert. *Erwin Miehltnickel.*

Ralph D. Bennett, Gordon S. Brown and Henry A. Rahmel. Frequency and Magnitude of Cosmic-Ray Showers as a Function of Altitude. Phys. Rev. (2) 47, 339, 1935, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Vorläufige Messungen über Häufigkeit und Größe von Schauern der Höhenstrahlung werden in vier Höhen zwischen 170 und 4300 m über dem Meer ausgeführt. Die Untersuchung der Schauergröße in Abhängigkeit von der Häufigkeit zeigt, daß es mindestens drei verschiedene Arten von Schauern gibt (vgl. vorst. Ref.). *Jánossy.*

J. C. Street and R. H. Woodward. Counter Calibration and Cosmic-Ray Intensity. Phys. Rev. (2) 46, 1029—1034, 1934, Nr. 12. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 938, Nr. 10. Die absolute Höhenstrahlungsintensität wird mit Dreifachkoinzidenzen bestimmt. Zusammenfassend ergibt sich für die Intensität aus allen Einfallsrichtungen (unter Voraussetzung einer \cos^2 -Verteilung) $1,48 \pm 0,055 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, aus der Vertikalen $0,80 \pm 0,028$ und mit Hilfe des Millikan'schen Wertes der Ionisierungsstärke in Seehöhe für die spezifische Ionisation $100 \pm 3,7$ Ionen/cm. Um Verfälschungen des Ergebnisses zu vermeiden, werden besondere Hilfsversuche durchgeführt. So bestimmen Verf. die Zahl der Zufallskoinzidenzen durch eine besondere, getrennte Aufstellung der Rohre, in der auch die Wirkung von Einzelstößen, hervorgerufen durch ein Ra-Präparat, auf die Zahl der gezählten Koinzidenzen beobachtet wird. In geeigneten Aufstellungen werden die wirksamen mit den geometrischen Längen und Durchmessern der Rohre verglichen. Während die Durchmesser übereinstimmen, ergeben sich die wirksamen Rohrlängen erheblich kleiner als die geometrischen. *Jánossy.*

Pierre Auger. Sur l'absorption du rayonnement cosmique. C. R. 200, 739—742, 1935, Nr. 9. Die Zusammensetzung der Höhenstrahlung aus Komponenten wird diskutiert, ausgehend von der Tatsache, daß Härtemessungen der Strahlung mit Koinzidenzanordnung und Zwischenfilter andere Werte des Absorptionskoeffizienten liefern als die Analyse des Intensitätsverlaufs in der Atmosphäre und unter Wasser. Eine Erklärung aller beobachteten Erscheinungen unter Annahme von nur einer primären Komponente erscheint unmöglich, und es werden folgende Deutungen vorgeschlagen: 1. Eine harte korpuskulare Komponente (*D*) erzeugt einen Teil der weichen Strahlung (*M*); der leicht absorbierbare Rest der Strahlung müßte dann als Sekundärstrahlung einer Wellenstrahlung mit einem Absorptionskoeffizienten $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ in Luft angesehen werden. Gegen diese Auffassung spricht der ausgeprägte Breitereffekt in großen Höhen. 2. Die primäre Strahlung besteht aus zwei korpuskularen Komponenten von verschiedener Energie und verschiedenem Absorptionsmechanismus. Absorptionsmessungen an Schauerstrahlen des Verf. mit Rosenberg sprechen für die zweite Auffassung. *Jánossy.*

J. R. Oppenheimer. Are of the Formulae for the Absorption of High Energy Radiations Valid? Phys. Rev. (2) 47, 44—52, 1935, Nr. 1. Die theoretische Untersuchung des Gültigkeitsbereiches der Formeln von Bethe und Heitler für die spezifische und wahrscheinliche Ionisation von γ -Strahlen hoher Energie und der Strahlungsverluste von schnellen Korpuskeln beim Durchgang durch Materie ergibt nach v. Weizsäcker und Williams, daß diese Formeln noch für Höhenstrahlen gültig sein müßten. Die hohe Durchdringungsfähigkeit sowie die experimentelle Untersuchung der spezifischen und wahrscheinlichen Ionisation der Höhenstrahlen an Hand von Nebelkammeraufnahmen steht aber im Gegensatz zu den theoretischen Ergebnissen. Das Versagen der Theorie wird diskutiert und gezeigt, daß es bereits aus den Grenzen der klassischen Elektronentheorie verständlich wird, wenn man, wie etwa Born in seiner neuen Feldtheorie, voraussetzt, daß die Feldgleichungen nicht exakt

linear sind. Ohne auf die Art dieser Nichtlinearität einzugehen, werden von diesem Standpunkt untere Grenzen für Absorption und Ionisation vom Verf. angegeben, die in besserer Übereinstimmung mit dem Experiment stehen. *Jánossy.*

W. E. Danforth and W. F. G. Swann. On the Electrostatic Deflection of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) **47**, 421, 1935, Nr. 5. Die (zum Teil unveröffentlichten) Ablenkungsversuche von Höhenstrahlen der Verff. stehen im Widerspruch mit den entsprechenden Beobachtungsergebnissen von E. Lenz. Ferner liegen die aus den Lenzschen Angaben von Verff. berechneten Energien der Teilchen erheblich niedriger, als es die von C. D. Anderson angegebene Energieverteilung fordert. *Jánossy.*

Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Etienne Vassy. Effet de la température de la stratosphère sur le spectre de l'ozone. C. R. **200**, 1063—1065, 1935, Nr. 12. Nach Lefebvre (C. R. **199**, 456, 1934) ist das Absorptionsspektrum des Ozons temperaturabhängig. Da sich das atmosphärische Ozon nach Götz, Meetham u. Dobson und Regener in einer Höhe befindet, für die man Durchschnittstemperaturen von etwa -60°C ansetzen kann, wurde das Spektrum des atmosphärischen Ozons mit dem Ozonspektrum bei $+15^{\circ}\text{C}$ verglichen. Als „künstlicher Stern“ diente im zweiten Falle ein Wasserstoffrohr. Tatsächlich äußert sich die tiefere Temperatur des atmosphärischen Ozons in einer stärkeren Welligkeit des Ganges der Absorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge. Verf. erhoffen aus genaueren Versuchen Aufschluß über Höhenverteilung des Ozons und Stratosphärentemperaturen. *Erwin Miehlnickel.*

Charles Fabry. Remarques sur la Note précédente. C. R. **200**, 1065—1066, 1935, Nr. 12. Auf die Bedeutung der Untersuchung von Barbier, Chalonge und Vassy (s. vorst. Ref.) wird hingewiesen. Die Vorzüge des Sonnen- und des Fixsternspektrums für diese Versuche werden erörtert. *Erwin Miehlnickel.*

E. O. Hulburt. The blue light in the sea. Science (N.S.) **81**, 293—294, 1935, Nr. 2099. Beebe beobachtete bei Tauchen in größere Meerestiefen einen blauen Farbeindruck, obgleich im Spektroskop Violett vorherrscht. Diese Erscheinung wird auf Fluoreszenz der Stoffe des Auges zurückgeführt, erregt durch den kurzwelligen, noch in die Tiefe dringenden Teil des Tageslichtes. *Bandow.*

R. H. Oster and G. L. Clarke. The Penetration of the Red, Green and Violet Components of Daylight into Atlantic Waters. Journ. Opt. Soc. Amer. **25**, 84—91, 1935, Nr. 3. Photoelektrische Durchlässigkeitsmessungen von Seewasser wurden für den roten, grünen und violetten Teil des Tageslichts im Sargasso-See, im Golf von Maine und an der Küste nahe bei Woods Hole ausgeführt. Es wurden ähnliche Verfahren und zum Teil die gleichen Apparate, wie bei den früheren nur im blauen Spektralgebiet ausgeführten Messungen, benutzt. Im Golf von Maine zeigte sich grünes und blaues Licht gleich durchdringend, violettes etwas geringer und rotes Licht nur halb so gut. Das Wasser vom Sargasso-See war zwei- bis vierfach durchlässiger am stärksten für Blau, etwas geringer für Grün und Violett und beträchtlich schwächer für Rot. Dieses ist das bisher durchlässigste Gebiet, das gefunden wurde, mit mittleren Werten der Koeffizienten von 0,082 für Rot, 0,049 für Grün und 0,048 für Violett. *Schmerwitz.*

Otmar Eckel. Strahlungsuntersuchungen in einigen österreichischen Seen. Wiener Anz. 1935, S. 55—56, Nr. 7. Es wurde von August bis Oktober 1934 mit einer in ein Gehäuse eingeschlossenen versenkbaren Langenschen Silberseelen-Sperrschichtphotozelle filterlos (Wellenbereich 400 bis

750 mμ) und mit Verwendung der Schottfilter GG 7, OG 1, OG 2 und RG 2 das Eindringen von Sonnen- und Himmelsstrahlung in die Seen untersucht. Die Transmissionskoeffizienten lagen zwischen 88 und 73 % pro durchstrahltem Meter. Nach abnehmender Durchlässigkeit ordnen sich die Seen in der Reihe Atter-, Fuschl-, Wolfgang-, Grundl-, Lunzer-, Traun-, Toplitz- und Mondsee. Für Rotstrahlung ist die Reihenfolge eine andere. Durch gleichzeitig angestellte Temperaturlotungen wurde festgestellt, daß einem Sprung in der vertikalen Temperaturverteilung auch ein Sprung in der Lichtdurchlässigkeit des Sees entspricht. Die bei den Untersuchungen aufgetauchten Mängel der Photozellen werden besprochen.

F. Steinhäuser.

von Ficker. Der Einfluß der Stratosphäre auf die Wetterentwicklung. Berl. Ber. 1935, S. LIII—LXI. Festvortrag.

Scheel.

F. J. W. Whipple. Progress in Knowledge of the Upper Air. Nature 135, 698—702, 1935, Nr. 3418 (Royal Jubilee Number).

G. S. Simpson. Weather Forecasting. Nature 135, 703—705, 1935, Nr. 3418 (Royal Jubilee Number).

Dede.

F. B. Groissmayr. Ausgleichsgebiete der Temperatur-Anomalien im Frühling und Herbst auf der Nordhemisphäre. Ann. d. Hydrogr. 63, 121—123, 1935, Nr. 3. Als Beitrag zur Erforschung der atmosphärischen Zirkulation sind Temperatur-Ausgleichsbestrebungen behandelt. In Ergänzung früherer Arbeiten, die die extremen Jahreszeiten (Winter und Sommer) behandeln, untersucht Verf. die beiden Übergangsjahreszeiten unter alleiniger Berücksichtigung der Nordhemisphäre. Im Frühling zeigen Finnland-Turkestan, Ostseegebiet und Südgrönland sowie Turkestan und Ost-Union ein stark ausgeprägtes Temperatur-Ausgleichsbestreben, im Herbst die Gebiete: Schottland-Faröer und Südostrußland, Zentral-USA und Mitteleuropa, Island und Mitteleuropa, Island und Südost-Europa-Syrien sowie Südgrönland und Schottland-Faröer.

H. Ebert.

N. K. Sur. The distribution of temperature in the upper levels of a depression originating in the Bay of Bengal during the Indian southwest monsoon. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 6, 53—56, 1935, Nr. 62. Bei Auftreten eines Südwest-Passatwindes wird in Burma eine Depression des Luftdruckes beobachtet. Diese erstreckte sich bis in die Nachbarschaft von Rajputana. Ballonaufstiege zu diesem Zeitpunkt der Depression haben gezeigt, daß in den oberen Luftschichten eine gegenüber dem normalen Verlauf tiefere Temperatur herrscht.

H. Ebert.

W. Mörikofer. Recherches météorologiques et actinométriques effectuées au Jungfrauoch pendant l'année polaire. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 282—283, 1934, Sept./Okt.

W. Mörikofer et U. Chorus. Photographies de nuages faites au Jungfrauoch pendant l'année polaire. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 283—284, 1934, Sept./Okt.

Dede.

Harald Lunelund. Die Helligkeit in Finnland. Comm. Fenn. 8, Nr. 7, 42 S., 1935.

Scheel.

F. W. Paul Götz. Bandes atmosphériques dans l'ultraviolet. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 266—268, 1934, Sept./Okt. Sitzungsbericht und kurze Zusammenfassung des Standes der Arbeiten über die Ultraviolettabsorption des atmosphärischen Ozons. Siehe z. B. Verf., diese Ber. 15, 1127, 1358, 1976, 1934.

J. Böhm.

V. Fesenkov (Fessenkoff). Détermination de la radiation intégrale des taches solaires relativement à la photosphère. C. R. Leningrad 1, 1935, Nr. 5; russisch S. 291—292, französisch S. 293. Zur Messung der durch Sonnenflecken verursachten Schwächung der Strahlung wurden mit Hilfe eines Refraktors und Thermokreuzes von Zeiss Intensitätsmessungen ausgeführt. Obgleich die Zahl der vorliegenden Beobachtungen noch unzureichend ist, wird vermutet, daß die Strahlungsintensität der Flecken von ihrer Entfernung vom Zentrum abhängig ist. *Schmerwitz.*

Tetsugoro Futagami. Some Improvements on the Futagami's Ultra-violet ray Meter. Bull. Inst. Phys. Chem. Res. 14, 288—290, 1935, Nr. 4 (japanisch); Abstracts (Beilage zu Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 27, 1935, Nr. 567/571) 14, 20, 1935, Nr. 4 (englisch). Zur Isolierung der ultravioletten Strahlung im Sonnenlicht wird das Jena-Filter UGI benutzt. Zur restlosen Ausschaltung der dieses Filter noch passierenden roten und ultraroten Strahlen wird noch eine Kupfersulfatkristallplatte als Filter vorgelegt. Die Messung erfolgt mit Photozelle. *Dede.*

L. Harang and L. Vegard. Interferometer Measurements of the Red Auroral Line 6300. Nature 135, 542—543, 1935, Nr. 3414. Interferometermessungen mit dem 2,5 mm Etalon nach früher beschriebener Methode (diese Ber. S. 611) an der stärksten Linie des O-Triplets ($^1D_2 - ^3P_{0,1,2}$) werden angegeben, der eine Wert λ 6300,322 ist in Übereinstimmung mit Hopfields Wert von λ 6300,328. Weitere Messungen mit verschiedenen Etalons werden ausgeführt. *Sättele.*

Mario Bossolasco. Über die Anzahl der Kondensationskerne in Mogadischu ($\varphi = 2^\circ 02' N$; $\lambda = 45^\circ 21' E$ v. Gr.). Gerlands Beitr. 44, 1—15, 1935, Nr. 1. Ausschlaggebend erwies sich für den Kerngehalt die Windrichtung. Die reine maritime Luft des NE-Monsuns enthielt im Mittel etwa 400 Kerne/cm³, nach Überstreichen von 1 km Land stieg der Kerngehalt auf das vier- bis fünffache an. Bei ungestörtem SW-Monsun schwankten die Kernzahlen zwischen 40 und 900. In der Übergangszeit vom NE- zum SW-Monsun lagen die Kernzahlen bei 200 Kerne/cm³. An den Regentagen dieser Periode stieg die Kernzahl auf 1300 Kerne/cm³, während die Regentage des SW-Monsuns keine solche Erhöhung der Kernzahl brachten. Bei Landbrise lag die mittlere Kernzahl bei 8000 Kerne/cm³. *F. Steinhauser.*

Daizo Nukiyama. A Photophone Available Trough Foggy Atmosphere in Daytime. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 47—50, 1935, Nr. 2. Verf. berichtete früher (Proc. Imp. Acad. Tokyo 10, 407, 1934) über eine Methode, Lichtsignale durch Nebel hindurchzuschicken, die sich grundsätzlich auch auf die Lichttelefonie übertragen läßt. Der Sender besteht u. a. aus einer Gleichstrom-Na-Lampe, die mittels des durch den Ton modulierten Stromes betrieben wird. Die Lichtstrahlen der Lampe werden durch einen Spiegel an die gewünschte Stelle reflektiert. In diesem Falle ist die Modulation klar und scharf. Die fast monochromatische Strahlung der Na-Lampe wird vom Nebel noch relativ gut durchgelassen. Sender- und Empfängerkreis sind in zwei Figuren wiedergegeben. Es wurde eine 70 Watt-Na-Lampe als Lichtquelle im Senderkreis benutzt. Als Empfänger diente ein selbst entwickelter 4 Stufen-Verstärker mit Selen-Photozelle. Einzelheiten sollen an anderer Stelle veröffentlicht werden. *H. Steps.*

Geophysikalische Berichte

Wilhelm Schmidt. Axel Wallén †. Meteorol. ZS. 52, 143—144, 1935, Nr. 4.
Steinhauser.

Walter Grundmann. Über Untersuchungen an Schalenkreuzanemometern. ZS. f. Instrkde. 55, 208—212, 1935, Nr. 5. Die durch Einflüsse der Temperatur auf die Lagerreibung, sowie der Vereisung und des Schneeanfluges auf die Form- und Flächenveränderung der Schalen und Schalenarme bedingten Fehler werden nach Art und Größe gekennzeichnet. Das Anbringen schwach linsenförmiger Leitflächen am Schalenkreuzkorb macht die Anemometerangaben von Neigungen der Anemometer gegen die Anblasevorrichtung um bis zu 15° unabhängig. Der Widerstand, den die rotierenden Schalen im Luftstrom erfahren, überwiegt den durch die Luftreibung verursachten um ein Vielfaches. Die leichteren kleinen Anemometer folgen Windstärkeschwankungen viel rascher als die schwereren und größeren.
H. Ebert.

Johannes Grunow. Windfahnen auf aerodynamischer Grundlage. ZS. f. Instrkde. 55, 305—311, 1935, Nr. 7. Es werden die Vorzüge der englischen Standardwindfahne (symmetrisches Leitwerkprofil, Jonkowsky-Profil, siehe Met. Mag. 56, 63, 1921) mit denen der Duckert-Wenkschen vereinigt. Das führt zu einer neuen Windfahne besonders für schwache Luftbewegung. Die hohe Empfindlichkeit der Fahne läßt ihre Verwendung auch zur Beobachtung der vertikalen Komponente der Windrichtung recht geeignet erscheinen.
H. Ebert.

J. Barnóthy. und B. Béll. Regenanzeiger für minimale Niederschlagsmengen. ZS. f. Instrkde. 55, 264—265, 1935, Nr. 6. Der neue Niederschlagsanzeiger besteht aus einem mit Fließpapier umwickelten Metallzylinder. Das Fließpapier wird durch eine blanke Metalldrahtwicklung auf den Zylinder gepreßt. Die Drahtwicklung ist über einen Sicherungswiderstand mit der Zündelektrode eines Geffken-Richterschen Glimmrelais verbunden, während der Metallzylinder mit dem positiven Pol der Spannungsquelle in Verbindung steht. Wird das Fließpapier durch einen Regentropfen befeuchtet, so sinkt der Widerstand zwischen Drahtwicklung und Metallzylinder um einige Größenordnungen. Gegen Einwirkung von Tau und Nebel wird das Gerät durch zusätzliche Heizung des Zylinders unempfindlich gemacht.
H. Ebert.

St. v. Thyssen. Mitteilung über die neuere Entwicklung des Thyssen-Gravimeters. ZS. f. Geophys. 11, 131—133, 1935, Nr. 3. Durch Umbau des neuen Gravimeters ist eine weitere Leistungssteigerung erzielt worden. Der mittlere Fehler beträgt $\pm 0,5$ mgal, die Temperaturabhängigkeit 0,1 bis 1,0 mgal je °C, die Neigungsabhängigkeit etwa 1 mgal für eine Neigung von 60°. Mit dem neuen Gerät können 60 bis 75 Stationen im Monat vermessen werden.
H. Ebert.

Teiji Sano. Pressure in the Vidi-Vessel of the Aneroid Barometer and its Compensation Adjustment for Temperature. Mem. Imp. Marine Obs. Kobe 5, 373—426, 1935, Nr. 4. Es wird zunächst eine Methode angegeben, den Temperaturkoeffizienten eines Aneroids zu bestimmen. Dabei wird der innere Druck im Augenblick des Zulötens gemessen. Es zeigt sich, daß dieser Druck zwischen 8 und 13 mm Hg liegt. Alsdann ist eine einfache Theorie des Kompensationsproblems gegeben. Unterschieden sind die beiden Fälle des Restgases und des Zeigers aus Bimetall. Die Übereinstimmung Theorie und Experiment läßt noch zu wünschen übrig.
H. Ebert.

Vilho Väisälä. Eine neue Radiosonde. Comm. Fenn. 8, Nr. 14, 12 S., 1935. Für Messung meteorologischer Größen (Druck, Temperatur und Feuchtigkeit)

mittels unbemannter Ballone hat Verf. die von ihm gemachten Vorschläge (1932) verwirklicht und einen Telemeteorographen konstruiert. Es ist ein Radiosender, bei dem jede der zu beobachtenden Größen einen Kondensator steuert, der jeweils mittels eines geeigneten Schalters nacheinander in den Schwingungskreis des Senders eingeschaltet wird. Zwei unveränderliche Vergleichskondensatoren geben Wellen, mittels welchen die individuellen Eigenschaften des Senders eliminiert werden. Der Aufbau des Gerätes, seine Eichung und seine praktische Bewährung werden dargelegt. *H. Ebert.*

Robley D. Evans. Apparatus for the Determination of Minute Quantities of Radium, Radon and Thoron in Solids, Liquids and Gases. Rev. Scient. Instr. (N.S.) 6, 99—112, 1935, Nr. 4. Der Ra-Gehalt gewöhnlicher Materialien wird durch Abtrennung der im Gleichgewicht befindlichen Ra-Emanation bestimmt. I. Durch Erhitzen auf 2000° C kann die Emanation aus jedem beliebigen Körper sicher und vollständig entfernt werden. II. Durch Verbesserung der Apparatur werden Verluste auch von Spuren von Emanation vermieden. III. Gasproben können bei Atmosphärendruck direkt auf Emanationsgehalt untersucht werden. IV. Auch sehr schwache Quellen können mit einer Doppelionisationskammer untersucht werden; die durch Verseuchung gegebene natürliche Beobachtungsgrenze liegt bei n -stündiger Beobachtung bei $7,2 \cdot 10^{-14} n^{-1/2}$ Curie. V. Die Empfindlichkeit kann vergrößert werden durch automatische Registrierung des Ionisationsstromes und Erhöhung der Beobachtungszeit. VI. Es werden Methoden beschrieben zur genauen Bestimmung der wirksamen Kapazität. VII. Es werden Vorbeugungsmaßnahmen gegen eine manchmal auftretende Störung unbekannter Herkunft beschrieben. VIII. Es wird gezeigt, daß die für Thorium-Emanation verwendete Strömungsmethode sich für flüssige Proben besser eignet als für feste. IX. Es werden Versuchsergebnisse betreffend den Ra-Gehalt von Gestein, Meerwasser und Organismen angegeben.

K. W. F. Kohlrausch.

C. B. Williams and G. A. Emery. A photographic moonlight recorder. Journ. scient. instr. 12, 111—115, 1935, Nr. 4. Beschriebener Mondscheinregistrierapparat besteht aus einer Zylinderlinse auf einer Walze, die sich innerhalb 24 h 50 m um eine gegen den Pol gerichtete Achse dreht, das Mondlicht fällt auf einen Bromsilberpapierstreifen auf fester Walze. Skizzen und Registrierkurven während eines Monats sind beigelegt. Aus letzteren ist Dauer und Stärke der Beleuchtung ersichtlich. Apparatur mit weniger empfindlichem Papier und Rotationsdauer von 24 h ist zur Registrierung des Sonnenscheins geeignet. *Sättele.*

A. Herrmann und O. Meisser. Ein piezoelektrischer Beschleunigungsmesser. ZS. f. Geophys. 11, 152—153, 1935, Nr. 3. (Vortrag Tag. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.) Nach kurzen Ausführungen über die Vorteile von Beschleunigungsmessern bei Aufnahme kurzperiodischer Schwingungen wird der neue Apparat beschrieben. Der Quarz wird parallel zur neutralen Achse gedrückt. Die auf dem Kristall entstehenden Ladungsänderungen steuern das isolierte Gitter einer Röhre. Die Änderungen des Anodenstroms werden mit einem empfindlichen Galvanometer photographisch aufgezeichnet. Es wurde eine Empfindlichkeit von 10^{-5} der Erdbeschleunigung erreicht. *K. Jung.*

Heinz Linke. Windmeßanlage zur Aufzeichnung von Windrichtung und -stärke. Meteorol. ZS. 52, 150—153, 1935, Nr. 4. Eine praktisch trägheitslose Windfahne, bestehend aus zwei an einem Rahmen befestigten Flügeln, dreht eine in der Mitte des Rahmens stehende Venturidüse stets in die herrschende Windrichtung. Die momentanen Windstärken und -richtungen werden

von einem Doppelschreiber aufgezeichnet, dessen Trommeluhrwerk das Registrierpapier 60 cm/Std. vorschiebt. Das Meßwerk für den Staudruck besitzt eine Metallmembran von 5 Hertz Eigenschwingung und kann daher die Böenstruktur weitgehend trägeheitsfrei wiedergeben. Die Aufzeichnung der Windrichtung erfolgt von einem endlosen Band aus, das drei um die Breite des Schreibstreifens versetzte Schreibfedern trägt und um zwei Rollen läuft, die sich entsprechend der Einstellung der Windfahne drehen. Die Stellung der Windfahne kann auch fernelektrisch übertragen werden. Die Instrumente werden von der Askania-Werke A.-G., Bambergwerk, Berlin-Friedenau, hergestellt. *F. Steinhauser.*

Zd. Sekera. Lichtelektrische Registrierung der Himmelspolarisation. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 157—175, 1935, Nr. 2. Das Licht des anvisierten Himmelspunktes wird durch ein sich um seine Achse gleichmäßig drehendes Polarisationsprisma durchgelassen und fällt nach seinem Austritt mit entsprechend der Drehung des Prismas periodisch wechselnder Intensität auf eine Photozelle, deren Strom durch ein Galvanometer photographisch registriert wird. Die Polarisationsgröße bzw. die Intensitäten i_1 und i werden dann aus den Maxima und Minima der Registrierkurve, aus der Dämpfungskonstante des Meßgerätes und der Umdrehungszeit des Prismas berechnet. Die technische Ausführung zur Bestimmung der zenitalen Polarisation wird beschrieben. Die registrierte Polarisationsgröße stimmt mit der mit einem Martensschen Photopolarimeter visuell bestimmten bei ungestörten Verhältnissen überein, zeigte aber bei deutlichem Polychroismus Abweichungen, die darauf zurückgeführt werden, daß die Photozelle eine etwas andere spektrale Empfindlichkeit als das Auge hat. *F. Steinhauser.*

M. Paul. Über den chemischen Aufbau des Kosmos. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 129—138, 1935, Nr. 2. Aus der Annahme, daß im Innern der Sterne solche Bedingungen vorhanden sind, daß alle Kernformen im aufbauenden oder zerstörenden Sinne sich verändern können, und daß diese Vorgänge genügend häufig sind, wird gefolgert, daß die Häufigkeit der einzelnen Elemente im Stern nicht willkürlich ist, sondern vom Sternzustand abhängt und sich im Sinne eines maximalen Entropiezuwachses verschiebt. Der Endzustand wäre die Ansammlung von Elementen der energieärmsten Form, das sind Elemente vom ungefähren Atomgewicht 60, also Nickel und Eisen. Für diese Ansichten spricht das häufige Vorkommen dieser Elemente in den Meteoriten und die Existenz des Nickel-Eisen-Kernes der Erde. *F. Steinhauser.*

P. R. Borodin and M. G. Gadd. An investigation of the radioactivity of the springs of the Ilmen district and of lake Turgoyak (South Urals). C. R. Leningrad 2, 1935, Nr. 1; russisch S. 47—51, englisch S. 51. *Dede.*

Robley D. Evans and Howel Williams. The radium content of lavas from Lassen Volcanic National Park, California. Sill. Journ. (5) 29, 441—452, 1935, Nr. 173. Eine größere Anzahl Proben von Basalten, Andesiten, Daciten usw. wird auf Ra-Gehalt nach der Schmelz- und Emanationsmethode untersucht. Die Ergebnisse werden vom geologischen Standpunkt aus diskutiert. *K. W. F. Kohlrausch.*

H. Haalck. Verzeichnis der im Jahre 1934 mit dem Statistischen Schweremesser auf der Nord- und Ostsee und in Norddeutschland gemessenen Schwerewerte. ZS. f. Geophys. 11, 134—143, 1935, Nr. 3. (Vortrag Tag. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.) Es sind die Werte für die Schwerebeschleunigung an 316 Stationen, welche mit Hilfe des Statistischen Schweremessers gefunden wurden, tabellarisch zusammengestellt. An-

geschlossen wurden die Messungen an den Schwerewert von Potsdam, und zwar nicht unmittelbar, sondern durch Anschluß an die auf dem Meßprofil bzw. in deren Nähe liegender (bei Messungen auf fahrenden Schiffen) Pendelstationen. *H. Ebert.*

K. Lips. Zur Berechnung der Erdkrümmung und Strahlenbrechung bei den trigonometrischen Höhenmessungen. *ZS. f. Verm.* **64**, 274—277, 1935, Nr. 9. In den Formelausdruck für den Einfluß der Erdkrümmung und Strahlenbrechung bei trigonometrischen Messungen pflegt man den mittleren Krümmungshalbmesser in der betreffenden Breite einzusetzen und den Einfluß des Azimuts zu vernachlässigen. Es werden Gebrauchsformeln berechnet, deren Hauptglied einer kugelförmigen Erde entspricht, während ein Zusatzglied den Einfluß von Breite und Azimut enthält. Tabellen lassen den Betrag von Haupt- und Zusatzglied leicht bestimmen. *K. Jung.*

O. D. von Engeln. The motion of glaciers. *Science (N.S.)* **81**, 459—461, 1935, Nr. 2106. *Jung.*

Alexandre Dinca-Samuracas. La polarisation des ondes séismiques dans la phase primaire des tremblements de terre. *C. R.* **200**, 1772—1773, 1935, Nr. 21. Bei Untersuchungen über die Polarisation von Erdbebenwellen haben die Schwingungsrichtungen der *M*-Phase keinen klaren Zusammenhang mit der Lage von Herd und Station erkennen lassen. In einigen Fällen, besonders bei den Straßburger Aufzeichnungen rumänischer Beben, wird eine deutliche Polarisation der *P*- und *S*-Wellen festgestellt. Hierbei schwingt der Erdboden fast ausschließlich in der ost-westlich gerichteten Vertikalebene. *K. Jung.*

Naomi Miyabe. An Arcuate Form of Thread and Its Geophysical Analogy. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **10**, 561—563, 1934, Nr. 9. An den Enden einer Latte werden die Enden eines etwas längeren Baumwollfadens befestigt, das Ganze wird senkrecht zur Latte durch eine sehr zähe Flüssigkeit gezogen. Die Oberfläche der Flüssigkeit nimmt dabei Formen an, die den ostasiatischen Inselbögen ähnlich sind. *K. Jung.*

Hantaro Nagaoka and Toshiaki Shirai. Connexion between the Warping of the Geoid with Seismic and Volcanic Activities. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **11**, 19—22, 1935, Nr. 1. Wie ein Vergleich der von Hirvonen berechneten Geoidgestalt mit den Herden stärkerer Erdbeben zeigt, kommen große Erdbeben vor, wo das Geoid eine Mulde bildet und wo es verhältnismäßig steil ansteigt. Vulkanische Gebiete mit nur örtlich wirksamen Erdbeben fallen vorzugsweise mit Erhebungen des Geoids zusammen. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. *M₂* Seismic Waves. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **11**, 96—98, 1935, Nr. 3. Mathematische Untersuchungen führen auf zwei Arten von Rayleigh-Wellen mit verschiedenen Dispersionskurven bei geschichtetem Medium. Die Dispersionskurven und die Beziehungen zwischen Amplitude und Tiefe werden angegeben, ferner werden die betreffenden Einsätze an dem in Tokio aufgezeichneten indischen Beben vom 15. Januar 1934 gezeigt. *K. Jung.*

Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Hot Springs and Deformation of Earth's Crust. II. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **11**, 99—101, 1935, Nr. 3. Zwischen der Anzahl heißer Quellen und Vertikalbewegungen der Erdkruste besteht eine angenähert lineare Beziehung. Heiße Quellen sind besonders häufig, wo starke Senkungen vorgekommen sind. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Discontinuity in Dispersion Curves of Rayleigh-Waves. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **11**, 13—14, 1935, Nr. 1. *K. Jung.*

Chaim L. Pekeris. The Propagation of Rayleigh Waves in Heterogeneous Media. *Physics* 6, 133—138, 175, 1935, Nr. 4 u. 5. An der Oberfläche eines homogen elastischen Mediums können sich Wellen ausbreiten, deren Amplituden exponentiell mit der Tiefe abnehmen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c ist unabhängig von der Wellenlänge. In inhomogenen Medien kann c als Reihe nach Potenzen der Wellenlänge angesetzt werden. Für die Koeffizienten dieser Reihe werden unter der Annahme, daß die Dichte ρ und die elastischen Konstanten λ und μ Funktionen der Tiefe sind, allgemeine Formeln abgeleitet. Es folgt die Behandlung eines mathematisch besonders einfachen Spezialfalles, wo $\lambda = \mu$ und $(\rho/\rho_0) = (\mu/\mu_0) = A \cos^2(\alpha + \beta z)$. Landshoff.

Akitune Imamura. Crustal Deformations Associated with the Dewa Earthquakes of 1804 and 1894 as Revealed Through the Revisions of Precise Levels. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 11, 51—54, 1935, Nr. 2. K. Jung.

L. Basting. Shear Waves through the Earth's Core. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 149, 88—103, 1935, Nr. 866. Bisher sind keine sicheren Anzeichen für die Existenz von Scherungswellen gefunden worden, die den Erdkern unterhalb 2900 km Tiefe durchlaufen haben. Hier wird an dem europäischen Beobachtungsmaterial des Neuseeland-Bebens vom 16. Juni 1929 gezeigt, daß S'-Wellen durch den Kern gelaufen sind. Die Laufzeiten stimmen mit den von Gutenberg berechneten Werten überein und lassen sich von den in der Nähe liegenden bekannten Wellen unterscheiden. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen des Kerns und derjenigen, die nicht durch den Kern gehen, zeigte etwa den gleichen Wert. Der Nachweis für die Starrheit des Kerns scheint so wenigstens für Schwingungen kurzer Periode erbracht zu sein. Schmerwitz.

A. W. Lee. On the Direction of Approach of Microseismic Waves. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 149, 183—199, 1935, Nr. 866. Eine neue Methode zur Messung der Phasenverschiebung mikroseismischer Bewegungen wurde entwickelt. Die Phasenverschiebung der einzelnen Komponenten stellte sich als veränderlich heraus, wobei jedoch gewisse Schwingungszustände vorherrschen. Die Verteilung der Phasendifferenz auf die einzelnen Komponenten zeigt, entsprechend der Theorie von Rayleigh, die Herkunftsrichtung der Wellen an. In dieser Hinsicht wurden die Differenzen zwischen der N S-, E W- und Z-Komponente am Kew-Observatorium ausgewertet und in sechs Fällen mit den Wetterlagen verglichen. Es ergab sich, daß die Gegend, aus der die mikroseismische Bewegung stammte, nicht in Zusammenhang mit der Lage von Depressionen gebracht werden kann. Die Theorie, welche die Ursache in der Wind- oder Wasserwirkung an Steilküsten oder in der Bewegung von Wellen über flachem Wasser sieht, wird aufgegeben und der Ursprungsort in der tiefen Wasserzone vermutet. Schmerwitz.

Saemon Taro Nakamura. Changes in Land-level and Magnetic Dip on Mt. Koma (Komagatake) and Vicinity. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* 11, 102—105, 1935, Nr. 3. Magnetische und geodätische Vermessungen in der Umgebung des Vulkans Koma zeigten nach der Eruption im Jahre 1929, daß in den Jahren bis 1934 die Inklination an den Stellen der Landhebung zunahm und an denen der Senkung abnahm. Schmerwitz.

Louis Eblé. Sur la variation annuelle du champ magnétique terrestre. *C. R.* 200, 1342—1343, 1935, Nr. 15. Kurze Bemerkungen über die jährliche Schwankung des magnetischen Erdfeldes und eine Hypothese zu ihrer Erklärung. Schmerwitz.

J. M. Stagg. The Diurnal Variation of Magnetic Disturbance in High Latitudes. Proc. Roy. Soc. London (A) 149, 298—311, 1935, Nr. 867. Das Beobachtungsmaterial von zehn Stationen in mäßigen bis hohen Breiten beider Zonen zeigt, daß die tägliche Schwankung der magnetischen Störungen in dem Bereich bis zu etwa 35° Entfernung vom Magnetpol von der Ortszeit abhängig ist. Unterhalb einer magnetischen Breite von 70° zeigt sich eine 24 stündige Welle mit einem Maximum am Abend, das mit zunehmender Breite sich gegen Mitternacht (bei 70°) verschiebt. Oberhalb 80° magnetischer Breite zeigen die Störungen wieder ein Maximum, jedoch hier unveränderlich am Vormittag. Im Winter treten hierzu Überlagerungen von einer halbtägigen Welle. In der Übergangszone hängt die Form ganz von der Jahreszeit und dem Betrag der allgemeinen Störungen ab.

Schmerwitz.

A. G. McNish and G. R. Wait. Variation of Small-Ion Production Near the Earth's Surface. Phys. Rev. (2) 47, 785—786, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Messungen der Ionisierungsstärke in bodennahen Luftschichten während der Jahre 1933 und 1934 in Washington D. C. zeigen an klaren Tagen das Vorhandensein einer deutlichen Tagesperiode der Ionisierungsstärke mit einem Maximum gegen Sonnenaufgang und einem Minimum kurz vor Sonnenuntergang. Die Tageskurven verlaufen invers zu den Temperaturkurven; sie werden in überzeugender Weise durch den mit zunehmenden Massenaustausch abnehmenden Imanationsgehalt der unteren Atmosphärenschichten erklärt. Eine Beziehung zur Luftdrucktendenz wird nicht festgestellt. Neben diesem normalen Verhalten werden sprunghafte Änderungen der Ionisierungsstärke zu ein- und mehrstündiger besonders hoher bzw. geringer Ionisierung beobachtet, die sich nicht zum meteorologischen Geschehen in Beziehung bringen lassen und auch nichts mit der bei Gewitterregen beobachteten Zunahme (vgl. diese Ber. S. 124) zu tun haben.

H. Israel-Köhler.

G. R. Wait. The Distinction Between Langevin-Ions and Dust-Particles in the Atmosphere. Phys. Rev. (2) 47, 786, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. wendet sich gegen die Ansicht, daß die Langevin-Ionen geladene Staubeilchen („dust-particles“) seien. Nur (hygroskopische) Kondensationskerne („condensations-nuclei“) werden durch Ladungsaufnahme zu Großionen. Als Beweis dienen u. a. Beobachtungen eines starken zahlenmäßigen Rückganges der Großionen bei Staubstürmen.

H. Israel-Köhler.

A. P. Gagne. The Annual and Diurnal Variations of Ions in Urban Communities. Phys. Rev. (2) 47, 786, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es werden die Ergebnisse einer einjährigen Meßreihe des atmosphärischen Ionengehaltes in New Haven City besprochen: Meßdauer Februar 1934 bis Febr. 1935; Meßzeit jeweils um 9 Uhr (E. S. T.), dazu einmal monatlich eine 24 stündige Meßreihe; Zählungen jeweils bei vier Grenzbeweglichkeiten: 700, 170, 14 und $6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$. Es sind nur die beiden Hauptgruppen der Kleinionen und der Langevin-Ionen vorhanden. Die Beweglichkeit der positiven Großionen liegt bei 7, die der negativen bei $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$. Die positiven Kleinionen zeigen im Sommer ein Ansteigen, die negativen eine Abnahme gegenüber den Winterwerten. Die Großionen haben für beide Vorzeichen ihr Maximum im Januar, ihr Minimum im Juli. Die Messungen der Tagesperioden ergeben für die Kleinionen ein Maximum um 16 Uhr (E. S. T.) und ein Minimum um 3 Uhr; die Großionen zeigen im Verlaufe des Tages zwei Maxima um 7 und 19 Uhr während des Winters; im Sommer tritt das 19 Uhr-Maximum zurück.

H. Israel-Köhler.

Ross Gunn. The Electricity of Rain and Thunderstorms. Phys. Rev. (2) 47, 786, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. gibt eine Erklärung der

elektrischen Ladung der Regentropfen auf Grund der Annahme, daß die Elementartröpfchen zusammen mit dem sie umgebenden ionisierten Wasserdampf kleine Elemente mit etwa 60 Millivolt Spannung bilden. Die elektrische Ladung der Elementartröpfchen ist dann proportional ihrem Radius und ist im Zustand der Verdampfung als positiv, in dem der Kondensation als negativ anzusehen. Die Elementartröpfchen wachsen durch Koagulation zu großen Tropfen mit Ladungen bis zu 0,02 elst. Einh., die sie im Verlauf von etwa 10^8 sec durch Zerstreuung wieder verlieren. Die so errechneten Werte der Regenladung stimmen mit den beobachteten gut überein. — Bei Gewitterregen sind die Verhältnisse infolge der bekannten Ladungstrennung durch Zerblasen der Tropfen im starken Luftstrom etwas andere. Die Vorgänge werden diskutiert und mit experimentellen Befunden verglichen. Zum Schluß wird die Möglichkeit der Aufrechterhaltung der Erdladung durch Niederschlags Elektrizität diskutiert.

H. Israëli-Köhler.

J. J. Nolan and V. H. Guerrini. Atmospheric Condensation Nuclei. *Nature* 135, 654, 1935, Nr. 3417. Verff. beschreiben eine Methode zur direkten Bestimmung der Masse eines Kondensationskernes: Aus dem Diffusionskoeffizienten D der Kerne und ihrer Fallgeschwindigkeit v unter dem Einfluß der Schwere folgt unter Benutzung der Stokes-Cunninghamschen Formel sowie der Beziehung zwischen Diffusionskoeffizient D und der Beweglichkeit k im elektrischen Feld ($k = D \cdot e \cdot N/p$) die Formel: $m \cdot g \cdot 300/e = v/k$, aus der sich bei gleichzeitiger Messung von v und D m errechnen läßt. Aus einem mittleren $D = 18 \cdot 10^{-6}$ cm²/sec und einem mittleren $v = 0,7 \cdot 10^{-3}$ cm/sec für die in Dublin ausgeführten Messungen folgt $m = 1,6 \cdot 10^{-16}$ g, bzw. unter der Annahme, daß die Kerne größtenteils aus Wasser bestehen (Dichte = 1) ein Radius von $3,4 \cdot 10^{-6}$ cm. Dieser Wert stimmt gut überein mit dem aus Beweglichkeitsmessungen an Großionen ermittelten Radius. — Betreffs der experimentellen Einzelheiten wird auf eine spätere Veröffentlichung verwiesen.

H. Israëli-Köhler.

G. R. Toshniwal. Three-fold Magneto-ionic Splitting of the Radio Echoes reflected from the Ionosphere. *Nature* 135, 471—472, 1935, Nr. 3412. Aus der Verallgemeinerung der Lorentzschen Behandlung des Problems der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in einem Magnetfeld erhält man eine Dispersionsformel, die für die vertikale Ausbreitung diskutiert wird. Daraus werden drei Höhen abgeleitet, die den verschiedenen Elektronendichten, beobachtet aus den Reflexionen, angehören. Die günstigste Zeit zur Beobachtung des Triplets ist nach Sonnenuntergang, wenn das erste Echo von der F -Schicht gerade beginnt, sich in den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl zu spalten. Die Triplette erscheinen sehr unregelmäßig und dauern kaum mehr als eine Minute. Bei günstiger Gelegenheit, als die Messung optisch vorgenommen werden konnte, entsprach die Trennung der Komponenten einer äquivalenten Höhe von 15 km.

Winckel.

F. T. Farmer and J. A. Batcliffe. A New Test of the Magneto-Ionic Theory. *Nature* 135, 831—832, 1935, Nr. 3420. Entsprechend der Theorie von Appleton kehrt eine Welle, die in die Ionosphäre eindringt, in zwei verschieden polarisierten Komponenten mit kleiner zeitlicher Verschiebung zurück. Für Wellen unter 214 m wurde die Theorie experimentell bestätigt. Verf. unternahm Versuche, um das Verhalten der Wellen über 214 m zu prüfen. Impuls-sendungen wurden vorgenommen mit variabler Wellenlänge zwischen 400 und 500 m. Der Empfänger wurde mit einer zirkular polarisierten Antenne so ausgerüstet, daß die Polarisation der empfangenen Echos untersucht werden konnte. Die Werte der äquivalenten Höhe, des Polarisationszustandes und der relativen

Intensität der Wellenkomponenten wurden für verschiedene Wellenlängen bestimmt. Ergebnis: Für Wellen unter 214 m durchdringt die rechtshändige Komponente die *E*-Schicht leichter als die linkshändige, so daß die erste von der *F*-Schicht, die zweite von der *E*-Schicht reflektiert wird, im Gegensatz zu den kürzeren Wellen, aber in Übereinstimmung mit der Theorie. Für Wellen, die gerade in die *E*-Schicht eindringen, wird das *F*-Schicht-Echo gespalten, hervorgerufen durch die Differenzen in den Gruppengeschwindigkeiten der beiden Komponenten in der *E*-Schicht oder in einer Zwischenschicht. *Winckel.*

E. O. Hulburt. Concerning the Ionosphere. Phys. Rev. (2) 47, 422, 1935, Nr. 5. Verf. stellt fest, daß Appleton übereinstimmt mit seiner Theorie der täglichen und Breiten-Änderung in der *F*₂-Schicht, die auf der Hypothese der Erhitzung der Schicht durch die Sonne mit entsprechender vertikaler Expansion der Schicht und horizontaler Streuung gemäß den Winden basiert. Die Rechnung zeigt, daß die Absorption des ultravioletten Sonnenlichts durch molekularen Sauerstoff und des Abbaues zu atomarem Sauerstoff übereinstimmt mit der Erhitzung und Expansion der Schicht. Nicht in Einklang sind jedoch die Beobachtungen von Kirby, Berkner und Stuart, Judson und Gilliland in Washington zu bringen, wonach die maximale Nacht-Ionisation der *F*₂-Schicht etwa 1,5 bis 2 mal so groß im Winter als im Sommer ist. Andererseits stellte Appleton fest, daß in England die Sommer-Nacht-*F*-Ionisation 1,5 bis 1,8 mal so groß als die im Winter ist. Die Abweichung mag durch den Unterschied der Breiten erklärt werden. *Winckel.*

E. V. Appleton. The Seasonal Variation of Ionization in Region *F*₂ of the Ionosphere. Phys. Rev. (2) 47, 704, 1935, Nr. 9. Die Nichtübereinstimmung der Messungen der nächtlichen maximalen Ionisation in der *F*₂-Schicht, durchgeführt in verschiedenen Breitengraden und festgestellt durch E. O. Hulburt, wird durch den Verf. geklärt. Er meint, daß seine Interpretation der lokalen ionosphärischen Messungen bedeutet, daß die maximale *F*₂-Ionisation in der Nacht etwas geringer im Winter als im Sommer ist, wogegen Hulberts „Spring-Distanz“ nach seiner eigenen Aussage bedeutet, daß die *F*₂-Ionisation 1,5 bis 1,8 mal so groß in einer Sommernacht als in einer Winternacht ist. *Winckel.*

S. S. Kirby, T. R. Gilliland and E. B. Judson. Ionosphere Studies During Partial Solar Eclipse. Phys. Rev. (2) 47, 632—633, 1935, Nr. 8. Die partielle Sonnenfinsternis vom 3. Febr. 1935 wurde vom Bureau of Standards zum Anlaß genommen, die Finsternis-Effekte auf die Ionosphäre zu studieren. Diesmal wurde die früher nicht beobachtete positive Verringerung der Ionisation der *F*₂-Schicht in gleicher Weise wie die der *E*- und *F*₁-Schicht gefunden. Die Beobachtungen bestätigen die Schlüsse der Finsternis von 1932, d. h. die Tagesionisation der *E*- und *F*₁-Schicht werden vorherrschend bestimmt durch die Ultraviolettstrahlung der Sonne. Die neuen Messungen zeigen, daß die *F*₂-Schicht-Ionisation ebenfalls zur Zeit der Finsternis besonders durch die Ultraviolettstrahlung der Sonne bestimmt wird. Ein Vergleich der *F*₂-Schicht-Ergebnisse der Sonnenfinsternis vom August 1932 mit denen vom Februar 1935 zeigt, daß die *F*₂-Schicht-Ionisation in verschiedener Weise während des Sommers und Winters hervor- gebracht wird. *Winckel.*

Kenneth A. Norton, Samuel S. Kirby and Gordon H. Lester. An analysis of continuous records of field intensity at broadcast frequencies. Bur. of Stand. Journ. of Res. 13, 897—910, 1934, Nr. 6 (RP. 752). Das National Bureau of Standards hat laufende Aufnahmen der Feldintensitäten der

meisten Rundfunkstationen Amerikas gemacht mit einer Empfangsanlage in Washington. Die maximalen Feldintensitäten während 10 min-Perioden werden analysiert, um die Ausbreitung der Raumwelle bei Rundfunkfrequenzen bis zu Entfernungen von 4000 km zu veranschaulichen. Die tägliche Änderung der 10 min-Maxima wird 1. für verschiedene Stationen gezeigt, 2 a. mit Bezug auf die Entfernung für nächtliche Feldintensitäten, 2 b. für Raumwellen beim Tagesempfang. Für die Ergebnisse in 2 a. und 2 b. werden empirische Formeln entwickelt. Die Daten werden erklärt als Ausdruck einer Theorie der Wellenausbreitung in der Ionosphäre. Eine Kurve zeigt die Feldverteilung des neuen 500 Kilowatt-Senders. *Winckel.*

D. F. Martyn. Dispersion and Absorption Curves for Radio Wave Propagation in the Ionosphere according to the Magneto-Ionic Theory. Phil. Mag. (7) 19, 376—388, 1935, Nr. 126. Für die Ausbreitung der Radiowellen in der Ionosphäre werden Kurven der Dispersion, Absorption und Polarisation gemäß der magneto-ionischen Theorie angegeben. Sie wurden nach der graphischen Methode von Bailey gezeichnet für fünf typische Wellenlängen zwischen 100 und 20 000 m, drei Kollisionsfrequenzen (10^4 , 10^5 , 10^6 Hertz) und für drei Richtungen, die mit dem magnetischen Feld die Winkel 0, 45 und 90° bilden. Ergebnis: Die Achsen der Polarisationsellipsen und die Neigung dieser Achsen nähern sich Grenzwerten, wenn die Ionisation gegen Null geht. Die Kurven erweitern die Schlüsse von Green und Builder, wonach die Dämpfung der langen Wellen den ganzen Bereich der Ionisationsdichten, die durch diese Wellen durchdringen werden, bedeckt. Hollingworths Messungen der Langwellenpolarisation lassen sich mit der Refraktion und Absorption der langen Wellen in Höhen von etwa 90 km aufrechterhalten. *Winckel.*

G. Aliverti und G. Rosa. Zur Frage der Adsorption von RaEm an Kernen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 107—111, 1935, Nr. 2. Die Verf. erklären es für sehr unwahrscheinlich, daß die in der Atmosphäre enthaltenen Radiumemanationsatome an Kerne gebunden sind, wie H. Israël meint. Sie weisen darauf hin, daß der in der Ionisationskammer beobachtete Strom über eine Stunde lang nach der Aktivierung konstant bleiben müßte, während sich aber bei allen Versuchen eine mit der Zeit abfallende Abklingungskurve ergab. Die beobachteten Abweichungen der experimentellen Abklingungskurve von der theoretischen lassen sich durch das Vorkommen von aktiven Thoriumniederschlägen in der Atmosphäre genügend erklären. *F. Steinhäuser.*

Joachim Scholz. Polarlichtuntersuchungen auf Franz-Josephs-Land. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 145—156, 1935, Nr. 2. An zwei geeigneten ungestörten Meßtagen ergab sich, daß der elektrische Potentialgradient und der Vertikalstrom beim Auftreten des Polarlichtes kleiner wurden (um 25 bis 50 %). Beim Verschwinden des Polarlichtes wurden die ursprünglichen Werte wieder angenommen. Diese Erscheinung wird als Influenzwirkung des Polarlichtes gedeutet und es folgt daraus, daß das Polarlicht als Ganzes eine negative Ladung darstellen muß, also ein Beweis für die Annahme eines Elektronenstromes. Einige Minuten vor dem Erscheinen des Polarlichtes wächst der Potentialgradient regelmäßig merkwürdigerweise sehr stark an, um dann rasch wieder abzufallen. Der Verf. gibt als mögliche Erklärung dafür an, daß das Polarlicht Elektronen und Positronen besitzt, wobei die Positronen den Elektronen vorausseilen, oder daß die Heaviside-Schicht auf der der Erde zugekehrten Seite zwar positiv, auf der abgekehrten Seite aber negativ aufgeladen sei. *F. Steinhäuser.*

B. Rossi e G. Alocco. Influenza del filtraggio sulle proprietà della radiazione produttrice degli sciami. *Lincei Rend.* (6) **21**, 167—170, 1935, Nr. 3. Mittels dreier im Dreieck angeordneter Zählrohre wird die Zahl der von der Höhenstrahlung in Schirmen aus Al, Sn und Pb ausgelösten Schwärme in ihrer Abhängigkeit von der Filterung der Primärstrahlung bestimmt. Bezogen auf Schirme von $9,73 \text{ g/cm}^2$ ergaben sich folgende Vermehrungen der Koinzidenzen pro Stunde durch die Anwesenheit der Schirme:

	Al	Sn	Pb
Filterung durch 20 g/cm^2 leichter Elemente	$11,2 \pm 0,4$	$25,5 \pm 0,4$	$32,1 \pm 0,5$
Filterung durch 20 g/cm^2 leichter Elemente + 85 g/cm^2 Blei	$9,2 \pm 0,3$	$12,6 \pm 0,3$	$10,8 \pm 0,3$
Filterung durch 270 g/cm^2 leichter Elemente	$6,8 \pm 0,3$	$8,7 \pm 0,3$	$9,8 \pm 0,3$

Die bei geringer Filterung festgestellte Abhängigkeit der Schwarmhäufigkeit von der Ordnungszahl des Schirmmaterials tritt also bei stärkerer Filterung ganz zurück. Dies deutet darauf hin, das die Schwärme von zwei verschiedenen Strahlungskomponenten ausgelöst werden, einer weicheren mit starker Abhängigkeit der Schwarmhäufigkeit und einer härteren ohne solche Abhängigkeit.

K. Przibram.

G. Hoffmann. The connexion between cosmic radiation and atomic disintegration. *S. A. Pap. and Disc. Intern. Confer. on Physics, London 1934.* Vol. I, S. 226—232. Die sogenannten Stöße bei Ionisationsmessungen der Höhenstrahlen sind nicht nur ungewöhnlich große „Schauer“, wie die Häufigkeitsverteilung zeigt. Da die Anzahl der Stöße mit wachsender Dicke der Bleischirme abnimmt, rühren die Stöße nicht von den härtesten Komponenten der Höhenstrahlung her, sondern von Komponenten, welche die größte Intensität an der Erdoberfläche besitzen. Die Häufigkeitsverteilung nach der Größe der Stöße ist charakteristisch vom Material der Absorber abhängig; das Maximum der Stoßzahl liegt z. B. für Blei bei $3,8 \cdot 10^{-6}$, für Aluminium bei $2 \cdot 10^{-6} \text{ J}$ und ist für Kohlenstoff noch geringer. Der Stoßmechanismus bleibt noch unerklärt.

Kolhörster.

P. M. S. Blackett. The Absorption of Cosmic Rays. *Pap. and Disc. Intern. Conf. on Physics, London 1934.* Vol. I. *Nuclear Phys.* S. 537—559. Die experimentellen Ergebnisse über Höhenstrahlen lassen sich wie folgt zusammenfassen. Die Ionisierungsstärke ist Funktion der Höhe und des erdmagnetischen Feldes, durch welches azimutale und longitudinale Effekte auf die geladenen Teilchen hervorgerufen werden. Aus der Konstanz um die Polkappen ergibt sich die Energie der Elektronen, welche die Atmosphäre zu durchdringen vermögen, zu $4 \cdot 10^9 \text{ e-Volt}$, ihre spezifische Ionisation zu 140 J cm^{-1} in Luft und der Energieverlust zu etwa $4 \cdot 10^6 \text{ e-Volt cm}^3 \text{ g}^{-1}$ des absorbierenden Materials. Diese Übereinstimmung mit an Elektronen gewonnenen Werten läßt auf Elektronen als primäre Teilchen schließen. In dem in Seehöhe auftretenden Strahlungsgemisch werden Elektronen und Positronen von 10^8 bis über 10^9 e-Volt in ungefähr gleicher Menge angetroffen, doch ist nicht erwiesen, ob es sich um primäre oder sekundäre Teilchen handelt. Die Ionisationszunahme mit der Höhe kann nicht von primären Elektronen herrühren, die wegen des Erdfeldes nicht in die Atmosphäre eindringen können, muß vielmehr durch sekundäre im Gefolge energiereicher Elektronen und Positronen oder ungeladener Teilchen wie Photonen oder schwerer Teilchen hervorgerufen werden. Die schauererzeugende Strahlung ist keine primäre. Sie ist absorbierbarer als diese und besteht möglicherweise aus γ -Strahlen von 10^9 e-Volt oder höherer Energie.

Kolhörster.

Harold J. Walke. Nuclear Synthesis and Stellar Radiation. *Phil. Mag* (7) **19**, 341—367, 1935, Nr. 126. Atkinson hat in *Astrophys. Journ.* **123**,

250, 1931 die Hypothese aufgestellt, daß die Energie der Sterastrahlung von Atom-
aufbauprozessen aus dem Wasserstoffatom geliefert wird. Verf. glaubt, daß die
neuesten experimentellen Untersuchungen diese Ansicht bestätigen, wenn die
Hypothese auch noch mancher Erweiterungen bedarf. Auf die ausführlichen Dar-
legungen kann in diesen Berichten nicht näher eingegangen werden. Doch sei be-
merkt, daß Verf. (im Gegensatz zu Millikan) schließt, daß die gesamte primäre
Höhenstrahlung korpuskular ist und daher in Sternen, nicht aber im intergalak-
tischen Raum entstehen kann. *Kolhörster.*

Pierre Auger, Albert Rosenberg et François Bertin. *Caractères des deux
composantes corpusculaires du rayonnement cosmique.* C. R. 200, 1022—1024, 1935, Nr. 12. Mit Hilfe der Messung der Absorption von
Dreifachkoinzidenzen in verschiedenen Materialien wird die bereits früher ver-
tretene Auffassung, die Höhenstrahlung bestehe aus zwei korpuskularen Kompo-
nenten *M* und *D*, gestützt. Nach dieser Auffassung sind die Absorptionskoeffi-
zienten von *M* und *D* in Pb $35 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$ bzw. $1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$; *D* wird dichte-
proportional, *M* dagegen mit steigender Ordnungszahl immer stärker absorbiert. Die
Messungen der Verf. sind in freier Luft und in einem Raum 8,5 m unter dem
Boden ausgeführt. Die Absorptionskurven ergeben im Bereich von 10 bis 20 cm Pb
rund den zu erwartenden Absorptionskoeffizienten von *D*. Der Vergleich der
Messungen in freier Luft und unter der Erde spricht für die massenproportionale
Absorption von *D*. Die Abweichungen zwischen der Pb- und Cu-Absorption
werden als Einfluß der weichen *M*-Strahlung gedeutet. *Jánossy.*

Pierre Auger. *Nature of Cosmic Rays.* *Nature* 135, 820—821, 1935, Nr. 3420.
Die an Höhenstrahlen beobachteten Effekte lassen sich nicht durch eine einzige
korpuskulare Komponente befriedigend erklären, eher durch zwei Komponenten
von hoher Energie, aber sehr verschiedener Absorbierbarkeit. An der Grenze der
Atmosphäre wird die Strahlung als ein Gemisch von Elektronen und Positronen
(*M*-Gruppe) und schweren Teilchen wie Protonen (*D*-Gruppe) angenommen, deren
Energie zwischen $4 \cdot 10^9$ und 10^{11} e-Volt liegt, wobei die *M*-Gruppe stark vor-
herrscht. Durch Absorption in der Atmosphäre bzw. Materie setzt unter Sekundär-
strahlenbildung Entmischung ein, da die *M*-Gruppe mit $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, die Pro-
tonen mit $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ absorbiert werden. Bei 20 cm Wasseräquivalent ist die
M-Gruppe fast verschwunden. In leichten Elementen werden beide Gruppen
fast proportional der Dichte des Absorbers geschwächt, ebenso die *D*-Gruppe in
schweren Materialien, dagegen ist die Absorption der *M*-Gruppe in diesen sehr
stark unter Bildung von Photonen und Elektronenzwillingen, wonach die typischen
Schauer entstehen. Wie aus Absorptionsversuchen bei Kupfer und Blei hervor-
geht, scheinen die mannigfachen Sekundäreffekte durch die *M*-Gruppe bedingt,
während bei Vorherrschen der *D*-Gruppe einfachere Absorptionsverhältnisse auf-
treten. *Kolhörster.*

W. H. McCrea. *Cosmic Rays and Novae.* *Nature* 135, 821, 1935, Nr. 3420.
Unter Hinweis auf die Veröffentlichungen von Baade und Zwicky betont
Verf. nochmals den Zweck seiner früheren Mitteilung (*Nature* 135, 371, 1935), daß
man beim gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse über die Sternstruktur aus
Energiebetrachtungen allein nicht die Möglichkeit ausschließen kann, daß Nova-
sterne als Quelle von Höhenstrahlen in Betracht zu ziehen sind. *Kolhörster.*

S. Vernoff. *Radio Transmission of Cosmic Ray Data from the
Stratosphere.* *Nature* 135, 1072—1073, 1935, Nr. 3426. Es wird über einen
Pilotballonaufstieg von 58 Minuten Dauer bis 13,6 km Höhe am 1. April 1935
von Slutsk (bei Petersburg) aus berichtet. Zweifach(?)-Koinzidenzen und Einzel-

stöße des einen Zählrohres werden analog der Moltschanoffschen Methode durch Radiosignale übertragen. Die Zunahme der Koinzidenzen (K 0,0) betrug bis 5, 7, 9 km das 9-, 18-, 27fache (der Bodenwerte?), stieg dann nicht mehr an und fiel sogar etwas ab in 12,2 km Höhe. Die Zunahme der Einzelstöße wuchs bis 6 und 7,5 km um das 3,5- und 6fache (der Bodenwerte?), darüber hinaus bis 13,6 km wurde sie zu groß, um gemessen zu werden.

Kolhörster.

Cosmic Ray Results of the American Stratosphere Balloon Explorer I. *Nature* **135**, 1083—1084, 1935, Nr. 3426. Zusammenfassung eines Berichtes von Swann und Locher „The Variation of Cosmic Ray Intensity with Direction in the Stratosphere“ und von Millikan „Stratosphere Series Nr. 1“ in U.S. National Geographic Society über noch verwertbare Ergebnisse des amerikanischen Stratosphärenfluges mit dem Explorer 1. (Vgl. *Nature* **134**, 132, 707, 1934; **135**, 299, 1935.)

Kolhörster.

G. Herzog. A large cloud chamber. *Journ. scient. instr.* **12**, 153—159, Nr. 5. Es wird die Konstruktion und das Verhalten einer großen Nebelkammer von etwa 25 · 50 cm inneren Abmessungen beschrieben, die sich besonders für Messungen an Höhenstrahlung eignet.

Kolhörster.

J. C. Street and R. T. Young, Jr. Transition Effects in the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.* (2) **46**, 938, 1934, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Übergangseffekt der Höhenstrahlung von Luft in Blei wird in verschiedenen Höhen beobachtet, und ein starkes Anwachsen des Effekts mit der Höhe gefunden.

Jánossy.

J. C. Street and R. T. Young. Shower Groups in the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.* (2) **47**, 572—573, 1935, Nr. 7. Die in einer Pb-Platte von der Höhenstrahlung erzeugten Schauer werden mit einer kugelförmigen Ionisationskammer gezählt, und ihre Häufigkeit in Abhängigkeit von der Bleidicke in verschiedenen Höhen untersucht. Das Maximum der Schauerhäufigkeit liegt bei 1 cm Pb. Die Zunahme der Schauer mit der Höhe erfolgt schneller als die der gesamten Höhenstrahlung.

Jánossy.

J. H. Sawyer, Jr. The Secondary and Tertiary Particles Produced by Cosmic Rays. *Phys. Rev.* (2) **47**, 515—521, 1935, Nr. 7. In mannigfach variiertter Versuchsanordnung werden die Sekundär- und Tertiärstrahlen der Höhenstrahlung in Luft, Al und Pb mit Hilfe von Dreifachkoinzidenzen untersucht. Der Absorptionskoeffizient von Al-Sekundären wird mit $0,7 \text{ cm}^{-1}$ Pb, der der Tertiären in Pb mit $2,0 \text{ cm}^{-1}$ angegeben. Da die Bestimmungen der Absorption der Luftsekundären durch die Decke des Raumes verfälscht sind, wird mit den Absorptionskoeffizienten, wie sie Rossi und Fünfer angeben, gerechnet. Die Schauer werden nach den Ergebnissen als durch eine weiche korpuskulare Komponente erzeugt angesehen; daneben wird auch das mögliche Mitwirken einer nichtionisierenden Strahlung erörtert.

Jánossy.

C. G. Montgomery, D. D. Montgomery and W. F. G. Swann. The Enhancement of Cosmic-Ray Nuclear Bursts by the Presence of Subsidiary Material. *Phys. Rev.* (2) **47**, 512—513, 1935, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht. Ebenda S. 642, Nr. 8.) Die Zahl der Stöße, die in einer Stahlionisationskammer von 2,5 cm Wandstärke Sprünge der Ionisation von mindestens $0,45$ bzw. $0,35 \cdot 10^6$ Ionen erzeugen, wird in Abhängigkeit von der Dicke einer über der Kammer angebrachten Wasserschicht beobachtet. Mit steigender Dicke der Wasserschicht steigt die Zahl der Stöße bis zu einem Maximum bei 79 cm Wasser und fällt wieder ab. Verwendet man als Wandmaterial Magnesium statt Eisen, so

fällt die Zahl der Stöße mit wachsender Wasserschicht monoton. Da diese Abnahme der Absorption der schauerauslösenden Strahlen in der Atmosphäre entspricht, ist es wahrscheinlich, daß die Höhenstrahlung im Wasser eine Sekundärstrahlung auslöst, die wohl im Eisen, nicht aber am Mg Schauer auszulösen vermag. Zur Klärung des Effektes werden Dreifachkoinzidenzen in Dreiecksaufstellung, die gleichzeitig mit Stößen auftreten, registriert.

Jánoszy.

N. Dobrotin, I. Frank und P. Čerenkov. Beobachtungen der kosmischen Strahlung mit der Wilsonkammer auf dem Elbrus. C.R. Leningrad 1, 1935, Nr. 7/8; russisch S. 466—468, deutsch S. 468—470. Mit Hilfe einer Wilson-Kammer vom Shimizu-Typus, die mit Spiritusdämpfen arbeitet, werden am Elbrus in den Höhen von 2100, 3200, 3500, 4200 m über dem Meerespiegel Höhenstrahlen beobachtet. Schwere Teilchen werden in unbedeutender Zahl gefunden. Die Zahl der beobachteten Schauer nimmt ungefähr gleichmäßig mit der Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung zu.

Jánoszy.

M. Pahl und R. Hosemann. Untersuchung schwach radioaktiver Elemente unter Ausschaltung der Ultrastrahlung. Naturwissensch. 23, 318—319, 1935, Nr. 20. Die Mitwirkung der Höhenstrahlung bei der durch Neutronen und γ -Strahlen erzeugten künstlichen Radioaktivität wurde durch Zählrohrmessungen im Kalibergwerk in einer Schicht nicht radioaktiven Gesteins (Steinsalz und Ton, 800 m Tiefe) geprüft. Samarium zeigt innerhalb der Meßgenauigkeit von 5 % dieselbe Aktivität (88α -Teilchen $\cdot g^{-1} \cdot sec^{-1}$) wie im Freiburger Institut. Ebenso fanden sich bei Kalium und Rubidium keine Veränderungen. Das Verhältnis der natürlichen Zahlen eines Aluminium- und eines Messingzählers blieb das gleiche. Auch für die geringe natürliche Aktivität des Aluminiums ist also die Höhenstrahlung nicht verantwortlich. *Erwin Mielnickel.*

Frédéric Joliot et Lew Kowarski. Sur la production d'un rayonnement d'énergie comparable à celle des rayons cosmiques mous. C.R. 200, 824—827, 1935, Nr. 10. Radioelemente können durch Einbau eines Neutrons ohne gleichzeitige Emission eines anderen Teilchens entstehen (Fermi). Bei solchem Einbau erleidet das Neutron einen Massendefekt (etwa 1,0085—1), der zu einer Photonenstrahlung Anlaß geben könnte. Bei der Suche nach dieser Strahlung finden Verf. bei Beschießung von Silber mit Neutronen in der Wilsonkammer auf 576 Aufnahmen zahlreiche Elektronenspuren. Die meisten sind Sekundäre der Photonen, die vom Neutronenstrahler (Po + Be) ausgehen ($5 \cdot 10^6$ e-Volt). Etwa 30 Spuren lassen nach Krümmung im Magnetfeld (1000 Gauß) und Reichweite (Durchtritt durch 3 mm Pb) auf größere Energie (20 bis $30 \cdot 10^6$ e-Volt) schließen. Um Höhenstrahlungssekundäre kann es sich nicht handeln, man muß also an eine Emission des Silbers denken. Tatsächlich ergibt eine Überschlagsrechnung, daß beim Zerfall des gebildeten $^{108}\text{RdAg}$ und $^{110}\text{RdAg}$ infolge des Massenverlustes Elektronenenergien dieser Größe auftreten können. Bei Phosphor und Jod erhält man nach entsprechendem Zerfall ähnlich schnelle Elektronen auch ohne Neutronenquelle. Einige beobachtete Mehrfachbahnen lassen sich zur Schauerbildung durch Höhenstrahlen in Parallele setzen. Damit ist die künstliche Herstellung einer Strahlung gelungen, deren Energie der weicher Höhenstrahlen entspricht.

Erwin Mielnickel.

Otto Pettersson. Tidvattnets problem, IV. Det interna parallaxtiska tidvattnet, en studie i geofysik. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 25, Nr. 1, 11 S., 1935, Heft 1. Im Anschluß an seine früheren Arbeiten berechnet Verf. die Flutkraft über längere Zeiträume. Er findet eine enge Beziehung zwischen seiner Theorie und den Beobachtungen bei den Fluterscheinungen

in Gullmarfjorden. Die Theorie muß auch für den Barometerstand gültig sein, wenn andere Einflüsse ausgeschaltet werden. Dies war bei der „Fram“-Expedition in 1893 bis 1896 weitgehend der Fall, während der Wintermonate war die Erwärmung durch die Sonne ganz ohne Wirkung. Ein Vergleich der Barometerstandsbeobachtungen auf der Farm vom 6. bis zum 31. Januar 1895 mit der nach der Theorie des Verf. berechneten Flutkraft zeigt eine sehr enge Übereinstimmung.

J. Holtmark.

Alf Maurstad. Atlas of sea ice. Geofys. Publ. Oslo 10, Nr. 11, 17 S., 1935. Um eine einheitliche Terminologie zu schaffen, wird in gedrängter Darstellung eine Übersicht über Arten, Bildungsweisen und physikalische Eigenschaften des arktischen Eises gegeben. 40 Abbildungen dienen der anschaulichen Erläuterung. *K. Jung.*

E. v. Drygalski. Über Grundeis. ZS. f. Geophys. 11, 109—111, 1935, Nr. 3. In den schnell zufrierenden Seen Nordgrönlands ist das Wasser unter der festen Eisdecke ohne Bewegung. Die Ausstrahlung des Bodens führt zur Bildung von Grundeis. Dieses steigt auf und legt sich an die Unterfläche der Eisdecke an. Im Wasser herrscht Überdruck, hervorgerufen von der Volumenausdehnung des gefrierenden Wassers. Schwebeeisbildung wurde nicht beobachtet. *K. Jung.*

Oscar Sund. Echo Sounding in Fishery Research. Nature 135, 953, 1935, Nr. 3423. Mit einem registrierenden Echolot (Magnetostruktionsender, 16 000 Hertz) wurden bei Messungen im Lofoten-Fischereigebiet außer dem Bodenprofil noch Fischschwärme aufgezeichnet. Die beigelegten Registrierstreifen zeigen, daß die Fische über Strecken von mehreren Kilometern Länge in einer Schicht von 10 bis 12 m Dicke sich aufhalten. Diese liegt parallel zur Meeresoberfläche und lag Anfang März etwa 70 m und Anfang April 50 m unter der Oberfläche. Während dieser Zeit nahm die Temperatur in der „Fisch-Schicht“ von 6 auf 3° C ab. In einigen Fällen wurde eine niedrigere Sauerstoff- und Wasserstoff-Ionenkonzentration festgestellt als in den unmittelbar anliegenden tieferen und höheren Wasserschichten.

Lübcke.

H. Thorade. Bemerkungen über die Halbtagsgezeiten des Atlantischen Ozeans. Ann. d. Hydrogr. 63, 93—99, 1935, Nr. 3. Im freien Weltmeere stehen als Grundlage für das Studium der Gezeiten nur Strommessungen, und diese auch nur in sehr beschränkter Anzahl, zur Verfügung. Unter Benutzung der bekannten Bodenformen des Atlantischen Ozeans hat A. Defant aus ihnen mittels der hydrodynamischen Gleichungen eine Karte mit Linien gleicher Hochwasserzeit hergeleitet. Diese Karte wird in der vorliegenden Arbeit an Hand zweier von Proudman und Doodson auf anderem Wege entwickelten Formeln geprüft und in großen Zügen mit diesen in Übereinstimmung gefunden. Zum leichteren Gebrauche der Formeln werden zwei verschiedene Nomogramme für tiefes und flaches Wasser entworfen; endlich werden zwei Integralsätze aufgestellt, die eine neue Verbindung zwischen Gezeitenstrom und Gezeitenhub herstellen. *H. Thorade.*

Georges Claude. Sur l'énergie thermique des mers. La campagne de la Tunisie. C. R. 200, 993—997, 1935, Nr. 12. Die mit großem Aufwande (7 Schiffseinheiten von zusammen 15 000 Tonnen mit 80 Mann) unternommene Expedition in die Brasilischen Gewässer hatte kein Glück bei der Untersuchung der Möglichkeiten einer Ausnutzung des Wärmegefälles zwischen den oberen und den unteren Meeresschichten. Der Verf. schildert ausführlich, wie durch Mißgeschick aller Art der Erfolg vereitelt wurde.

H. Thorade.

Koji Hidaka. Seiches in a channel. (Problems of Water Oscillations in Various Types of Basins and Canals. Part IX.) Mem. Imp. Marine Obs. Kobe 5, 327—358, 1935, Nr. 4. Die Schwingungen in einem Kanale, der

zwei Meere miteinander verbindet, bilden den Gegenstand dieser Arbeit. Als Begrenzung wird bei konstanter Tiefe eine Hyperbel angenommen, und die Differentialgleichung der Schwingungen wird durch Einführung elliptischer Koordinaten umgeformt und sodann durch Mathieusche Funktionen erster und zweiter Art gelöst. Auch die Erdumdrehung läßt sich in Betracht ziehen. Acht verschiedene Fälle werden an Hand ausführlicher Tabellen durch Abbildungen erläutert, und zuletzt werden die Ergebnisse durch Pegelbeobachtungen in der Akasistraße bei Kobe leidlich bestätigt.

H. Thorade.

Kwanichi Koenuma. Effect of a Steady Wind on the Surface Level of a Canal. Mem. Imp. Marine Obs. Kobe 5, 359—372, 1935, Nr. 4. Der Windstau wird von etwas allgemeineren Gesichtspunkten aus behandelt, als dies Ekman zuerst tat. Das Ergebnis ist durchaus ähnlich: In flachem Wasser ist die Erdumdrehung von nur geringem Einflusse, und der Windstau hängt fast allein von der Windkomponente quer zum Kanal ab. Bei tiefem Wasser überwiegt die Wirkung der Ablenkungskraft, und die zum Kanale parallele Komponente wird für die Höhe des Windstaues maßgebend.

H. Thorade.

W. Sulejkin. Active films on the surface of the sea. C. R. Leningrad 1, 1935, Nr. 7/8; russisch S. 494—497, englisch S. 498—501. An ruhigen Tagen ist auf dem Meer ein eigentümliches Farbmuster zu sehen, das vom Verf. auf das Vorhandensein von ungleichmäßig verteilten kleinen Kräuselwellen infolge von Oberflächenschichten aus aktiven Stoffen auf dem Meer zurückgeführt wird. Zur Prüfung dieser Deutung mißt der Verf. die Oberflächenspannung des Wassers an verschiedenen Stellen des Schwarzen Meeres mit einem Hohlkegel, der mit seiner Grundfläche langsam von der Wasseroberfläche abgehoben wird. An den Stellen, wo eine solche Oberflächenschicht vorhanden ist (z. B. von einem vorbeifahrenden Motorboot herrührend), findet Verf. eine erheblich kleinere Oberflächenspannung (etwa 34 dyn/cm) als an einer reinen Oberfläche des Meeres. Noch kleiner ist die Oberflächenspannung in der Nähe des Strandes, wo das Wasser stark verunreinigt ist. Jene aktiven Substanzen können verschiedenen Ursprungs sein.

Zeise.

J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. II. Mitteilung. Gerlands Beitr. 44, 139—144, 1935, Nr. 2. Durch die vorherrschenden Luftströmungen werden Ströme in der Meeresoberfläche erzeugt, die auf der nördlichen Halbkugel um 45° nach rechts abgelenkt sind und bei antizyklonaler Luftströmung eine Ansammlung des Oberflächenwassers in der Mitte des Meeres (Sargasso), bei zyklonaler Luftströmung aber eine Ansammlung des Oberflächenwassers an den Küsten (Küstenströme) erzeugen. Auf Grund dieser Anschauungen wird mit Berücksichtigung der Lage der Hochdruckgebiete in 30° Breite und der Tiefdruckgebiete um 60° Breite eine schematische Darstellung der großen Meeresströmungen entworfen. Die arktische Antizyklone bewirkt zufolge ihres Einflusses auf die Meeresströmung ein Zusammenhalten der polaren Eismassen und die polare Eistrift.

F. Steinhauser.

Otto Heinz Wendler. Die Oberflächenbewegungen des Guinea-stromes. Gerlands Beitr. 44, 176—198, 1935, Nr. 2. Für jeden Monat sind Karten der Stromlinien, der Beständigkeit und der Intensitätslinien gezeichnet und diskutiert worden. Der Verf. hält den Guineaastrom für ein kompliziertes Kompensationsstromsystem, das durch die Bedingungen der geographischen Lage und besonders durch die Luftströmungen begünstigt wird. Der Wassertransport vom Gebiet des nördlichen zu dem des südlichen Äquatorialstromes findet teils durch den Küstenstrom unmittelbar in den Guineagolf hinein und teils durch den westlichen über den östlichen Guineaastrom zum Südäquatorialstrom statt. Der große Wechsel

der Vorgänge im westlichen Gebiet wird durch die beträchtliche meridionale Verschiebung des Windsystems im Verlaufe des Jahres verursacht. *F. Steinhäuser.*

Heinrich Winter. Die Gewitterhäufigkeit in Beziehung zum Dampfdruck und zur Temperatur. (Unter Verwendung des niederösterreichischen Gewitterbeobachtungsnetzes.) Meteorol. ZS. 52, 140—143, 1935, Nr. 4. Die Anzahl der Gewittertage in Niederösterreich wurde nach den Meldungen aus den Jahren 1923—1932 getrennt für die Monate Mai, Juni, Juli und August in Abhängigkeit zum 14 Uhr-Wert der Temperatur und des Dampfdruckes in Wien gebracht. Die Häufigkeit der Gewittertage zeigte eine enge Beziehung zum Dampfdruck, was damit erklärt wird, daß die Feuchtlabilität bei einem Gewitterprozeß eine hervorragende Rolle spielt. Die Abhängigkeit von Kondensationshöhe und vom Taupunkt wird in Tabellen angegeben. Die besondere Untersuchung der Fälle ausgedehnter Gewitter zeigt, daß daran hochziehende Gewitter einen verhältnismäßig großen Anteil haben. *F. Steinhäuser.*

Horst-Günther Koch. Zur Mikroaerologie eines größeren Waldsees. Gerlands Beitr. 44, 112—126, 1935, Nr. 2. Mit einem Widerstandsthermometer, das von zwei Pilotballonen getragen wurde, wurden in zwei windstillen Nächten mikroaerologische Aufstiege bis 35 m über dem See und an seinen Ufern durchgeführt. Die Ergebnisse sind graphisch dargestellt. Die kälteste Stelle war über der Mitte des Sees, wo sich die von den geneigten Uferwiesen und von den Baumkronen der umliegenden Wälder abfließende Kaltluft ansammelte. Dort bildete sich auch der Seerauch zuerst und breitete sich dann im Laufe der Nacht über den ganzen See aus. In den untersten Schichten wurde ein Zirkulationssystem ähnlich dem nächtlichen Landwind in kleinsten Dimensionen festgestellt, das dadurch zustande kam, daß über dem See stark überadiabatische Temperaturgradienten, über der Wiese aber starke vertikale Temperaturabnahme herrschten. *F. Steinhäuser.*

Gerhard Nilsson. Die Ursache der atmosphärischen Unruhe und der tektonischen Beben. 1. Auflage, 13 S. Stockholm, Aktiebolaget Fahlcrantz Boktryckeri, 1935. *Scheel.*

A. Naumann. Über eine interessante Eisbildung an Baumstämmen. Phys. ZS. 36, 445—447, 1935, Nr. 12. Im Waldinnern und an windgeschützten Stellen umgaben sich die Bäume um die Jahreswende 1933/34 in höher gelegenen Wäldern des deutschen Mittelgebirges (Erzgebirge) mit einem dicken, gleichmäßigen Eismantel. An einzelstehenden Bäumen und an Waldrändern aber konnte Verf. im Wintersportgebiet des Aschgebirges zwischen Muldenberg und Klingenthal im Vogtland eine Eisbildung beobachten, die auch strömungstechnisch von Interesse ist. Sie trat, im Gegensatz zu der häufigeren auf der Windseite auftretenden Raufrostbildung, im wesentlichen nur auf der dem Winde abgewendeten Seite der Baumstämme auf. Die auf der Leeseite der Stämme sich bildenden Eismassen hatten im Windschatten eine Einbuchtung. Diese Form wird in Zusammenhang gebracht mit Strömungsgebilden an Zylindern, hinter denen sich ein Lotwassergebiet ausbildet. Vom Lotwassergebiet lösen sich periodisch abwechselnd links und rechts Wirbel ab, die das bekannte Bild der Kármán'schen Wirbelstraße ergeben. Die Bedingungen in der Natur scheinen nun so günstig gewesen zu sein, daß der hydrodynamische Vorgang bei den Baumstämmen eintrat und durch Einfrieren festgehalten wurde. Überschlagsrechnungen machen dies plausibel. *H. Ebert.*

V. Bjerknes. Ursprung der „Polarfrontmeteorologie“. Naturwissensch. 23, 371, 1935, Nr. 23. Verf. wendet sich gegen eine Behauptung von Elsners betreffs der Polarfronten und stellt fest, daß bei dem 1918 in Bergen,

Norwegen, errichteten Wetterdienst — soweit Verf. bekannt — die Polarfront als eine täglich auf den Wetterkarten nachweisbare Erscheinung erkannt wurde.

H. Ebert.

Friedrich Reinhold. Grenzwerte starker Regenfälle. Gesundheits-Ing. 58, 369—370, 1935, Nr. 25. Die Regenstärke i ($= h : T$ = Regenhöhe durch Regendauer) läßt sich darstellen durch die Formel $i = C/(T + 18)^{0,765}$. An Hand dieser Gleichung schlägt der Verf. folgende Unterscheidungen vor, die auch von der Abwasserfachgruppe der Deutschen Gesellschaft für Bauwesen übernommen sind: Wenn $C < 9,0$, so heißt ein Regen von der Stärke i und der Dauer T Schwachregen; wenn $C \geq 9$, Starkregen; $C \geq 13,5$, Platzregen und $C \geq 18$, Wolkenbruch. *H. Ebert.*

W. Dammann. Ursachen und Verbreitung der Niederschläge vom 4. zum 5. August 1934 im südlichen und südöstlichen Bayern. Meteorol. ZS. 52, 132—140, 1935, Nr. 4. Die Niederschläge erfolgten bei steigendem Luftdruck hinter der Front einer Kaltluftmasse, die am stärksten in der Höhe zwischen 1500 und 2500 m vorstieß, wodurch in der Mischluft eine Labilität der Luftschichten um 1000 m entstand. Zur Darstellung der atmosphärischen Verhältnisse werden besprochen die Verteilung von Temperatur und Feuchtigkeit in den Schnitten Köln—Hamburg—Berlin—Königsberg und Köln—Darmstadt—München, auf Grund von Flugzeugaufstiegen die Änderung von Wind, Temperatur und Feuchtigkeit über München vom 2. bis 6. August, die Temperaturverteilung in Bayern, Luftdruckregistrierungen in Verbindung mit den Niederschlagsregistrierungen und die Änderungen des Luftdruckes in Bayern zwischen den einzelnen Beobachtungsterminen. Die Unterschiede der Niederschlagsvorgänge an verschiedenen Orten werden auf Grund der Registrierungen durch Luftmassenbewegungen erklärt. *F. Steinhauer.*

Hans Hoffstedt. Korrelationen zwischen Luftdruck, Temperatur und Tropopausenhöhe. Comm. Fenn. 8, Nr. 4, 14 S., 1935. Im Anschluß an eine Arbeit von Palmen (1932) wird versucht, einen eingehenderen Einblick in die Veränderungen der Korrelationskoeffizienten (Korrelationen zwischen Luftdruck, Temperatur und Tropopausenhöhe) mit der Höhe zu erhalten, um dadurch eine bessere Übersicht über den vertikalen Aufbau der Störungen zu gewinnen. Es ergibt sich, daß außer dem lokaladiabatischen Effekt (dem statischen Druckeffekt) andere Ursachen, wie vertikale Schwingungen, advektive Vorgänge usw. bei der Entstehung dieser Korrelationen (wenigstens die der Troposphäre und Substratosphäre) von ausschlaggebender Bedeutung sind. *H. Ebert.*

Ernst A. W. Müller. Berechnungen der oberen Grenze der in der Ionosphäre möglichen Temperatur aus den Messungen der Ionisierungsschichtdicken. ZS. f. Geophys. 11, 126—127, 1935, Nr. 3. Nach den Messungen der Schichtdicke der Kennely-Heaviside-Schicht, die nach Rukop kaum 30 km betragen dürfte, ist auf Grund bestimmter Annahmen über die wirksame Strahlung und über den Wiedervereinigungskoeffizienten der Ionen eine Abschätzung der in dieser Höhe herrschenden Temperaturverhältnisse möglich; Temperaturen wesentlich über 100° C sind danach nicht zu erwarten.

H. Israël-Köhler.

W. Brunner jun. Variations périodiques de la luminosité du ciel nocturne. Arch. sc. phys. et nat. (5) 16, 275—277, 1934, Sept./Okt. Die Ergebnisse der Lord Rayleighschen Beobachtungen der nächtlichen Himmelselligkeit bezüglich der täglichen, jahreszeitlichen und mehrjährigen periodischen Schwankungen werden weitgehend durch die Beobachtungen des Verf. in Zürich bestätigt. Der regelmäßige nächtliche Gang besitzt drei Maxima und vier Minima, die sich

symmetrisch um das Hauptmaximum um 0,40 Uhr wahrer Ortszeit verteilen und in ihrem zeitlichen Abstand und absoluten Helligkeitswert mit der Jahreszeit schwanken. Die mehrjährige Periode hängt mit den Staubstörungen (vulkanischen oder extraterrestrischen Ursprungs) in den hohen Atmosphärenschichten zusammen. In Jahren geringer Staubstörungen scheint ein Zusammenhang zwischen der nächtlichen Himmelshelligkeit und der Sonnenfleckentätigkeit zu bestehen, und zwar derart, daß in sonnenfleckreichen Jahren die Himmelshelligkeit größer ist. Zur Trennung der terrestrischen und kosmischen Einflüsse auf das nächtliche Himmelslicht sind ausgedehntere Messungen in verschiedenen Breiten notwendig.

H. Israël-Köhler.

F. P. Worley. The Green Flash at Sunset. *Nature* 135, 760, 1935, Nr. 3418 (Royal Jubilee Number). Einzelbeobachtungen werden näher beschrieben und gefolgert, daß diese Erscheinung gar nicht als seltene zu betrachten ist, sondern daß eine gewisse Höhe des Beobachtungsortes erforderlich ist, ferner, daß neben der primären Ursache in atmosphärischer Dispersion Farbkontraste den subjektiven Effekt beträchtlich verändern.

Sättele.

N. Dobrotin, I. Frank and P. Čerenkov. Observations of night sky luminescence by the extinction method. *C. R. Leningrad* 1, 1935, Nr. 2/3; russisch S. 110—114, englisch S. 114—117. Die Intensität des Nachthimmellichtens wurde mit einer photometrischen Methode bestimmt. Diese Methode beruht darauf, daß für einen bestimmten Beobachter die zur Erzeugung eines eben wahrnehmbaren Lichteindrucks in dem dunkel adaptierten Auge erforderliche Lichtmenge konstant ist. Die Intensität des Nachthimmellichtens wurde mit einem Filter, das nur die grüne Nachthimmellinie hindurchließ, mit dem Gesamtleuchten des Nachthimmels verglichen. Die Intensität der gefilterten Strahlung betrug unter Berücksichtigung der Schwächung im Filter zwischen 4 % am Abend bis zu 12 % um Mitternacht, in guter Übereinstimmung mit dem von Lord Rayleigh beobachteten integralen Wert 7 %. Die Gesamtintensität des ungefilterten Nachthimmellichtens beträgt in der Nähe des Polarsterns $1,5 \cdot 10^{-8}$ Kerzen/cm², die der grünen Nachthimmelstrahlung $3,3 \cdot 10^{-9}$ Kerzen/cm².

Frerichs.

I. Chvostikov (Khvostikov) and A. Lebedev. Intensity variation of the auroral green line in the night sky. *C. R. Leningrad* 1, 1935, Nr. 2/3; russisch S. 118—121, englisch S. 121—124. Die grüne Nachthimmellinie wurde mit einem Monochromator isoliert und ihre Intensität als Funktion der Zeit nach der Extinktionsmethode (vergl. das vorhergehende Referat) gemessen. Im Laufe der Nacht nimmt die Intensität stark zu, von 1 (10⁰ Uhr) bis auf 2,8 (1 Uhr) und nimmt dann bis zur Dämmerung wieder ab. Die Anwendung eines Monochromators erlaubte bei engem Spektralbereich (10 Å) die Beobachtungen bis in die Morgendämmerung auszudehnen. Obwohl in den Morgenstunden die Intensität des kontinuierlichen Nachthimmellichtens (4 Uhr) auf das 20- bis 25fache ansteigt, nimmt die Intensität der grünen Nachthimmelstrahlung nur noch sehr wenig ab.

Frerichs.

M. Minnaert and J. Houtgast. Photometrische Untersuchungen über das Funkeln der Fixsterne. *ZS. f. Astrophys.* 10, 86—99, 1935, Nr. 2. Mittels feststehendem Spiegel und horizontalem Fernrohr wird auf bewegter Platte eine geradlinige Spur des Sternbildes erzeugt, die mikrophotometrisch ausgewertet wird. Die Abklingzeit der Abweichung wird zu $\frac{1}{90}$ sec ermittelt. Die Abhängigkeit der Intensitätsschwankung, die aus der Schwärzung umgerechnet wird, von Zenitdistanz und Objektivöffnung wird untersucht, dabei wird aber als Nachteil der Methode angegeben, daß eine Trennung der wahren Schwankung von Einflüssen des Plattenkorns nur statistisch möglich ist. Eine weitere Methode zur Ermittlung

der Schlierengeschwindigkeit benutzt die Neigung dunkler und heller Streifen extrafokal aufgenommener Sternspuren bei bewegter Platte gegen die Spurrichtung. Einige Daten sind angegeben, mehrdeutige Lösungen können durch gleichzeitige visuelle Beobachtung der Richtung der Schlierenbewegung an Mond oder Planeten ausgeschaltet werden. Aus Beobachtungen am Sonnenrand werden Schätzungen über Höhen und Geschwindigkeit der Schlieren angegeben. *Süttele.*

J. A. Anderson. *Astronomical Seeing.* Journ. Opt. Soc. Amer. 25, 152—155, 1935, Nr. 5. Das Problem der astronomischen Sicht wird in zwei Teile zerlegt: Ermittlung von Form und Bewegung der ankommenden Wellenfront und der rein meteorologische Teil, Feststellung von Natur und Ort der optisch inhomogenen Schichten. Folgerungen über Form und Bewegung werden gezogen aus Bildbeschaffenheit bei 4- bzw. 60- und 100-Zöllern, aus fliegenden Schatten bei totalen Sonnenfinsternissen, aus Beobachtungen mit dem Exnerschen Szintillometer und dem Szintillationszähler. Bestimmung von Entfernung der Schichten (striae) wird ermöglicht durch die Neigung der Streifen im horizontalen Spektrum nach Montigny, die von Respighi bearbeitet wurden. Für die Abweichung eines Lichtstrahles, der unter $I = 45^\circ$ gegen einen Luftzylinder mit einem Temperaturunterschied von $\Delta T = 1^\circ$ gegen die Umgebung und normalem Druck einfällt, wird nach der Formel $D'' = 0,2 \cdot \Delta T \cdot \operatorname{tg} I (P/P_0)$ $0,4''$ bestimmt. *Süttele.*

S. L. Malurkar. A note on measurements of atmospheric radiation with restricted apertures. Gerlands Beitr. 44, 127—128, 1935, Nr. 2. Es wird eine Formel zur Bestimmung der Strahlung angegeben, die von der Himmelsfläche in ein Aktinometer mit beschränkter Öffnung einfallen kann. Dabei wird die Absorption in der Atmosphäre in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge berücksichtigt. *F. Steinhauser.*

P. Gruner. Internationale Dämmerungsbeobachtungen während des Polarjahres 1932/33. Meteorol. ZS. 52, 144—147, 1935, Nr. 4. Die Dämmerungsbeobachtungen wurden im Sommer 1933 an mehr als 20 mitteleuropäischen Stationen ausgeführt. Die dabei gewonnenen Ergebnisse über den räumlichen und zeitlichen Verlauf des Purpurlichtes und des Erdschattens werden in Tabellen mitgeteilt. Intensität und Dauer des Purpurlichtes nehmen mit der Höhe des Beobachtungsortes über dem Meer, also mit zunehmender Reinheit der Luft zu. Gegen Norden hin scheint sich eine Verfrühung der Entwicklung und des Endes des Purpurlichtes, eine Verlängerung seiner Dauer und eine Zunahme der Intensität bemerkbar zu machen. Intensiveres Purpurlicht zeigt eine Verspätung seiner Entwicklung und seines Endes und längere Dauer. Die Entwicklung erfolgt am besten, wenn sich der Beobachtungsort nahe dem Zentrum einer Antizyklone befindet. Der Erdschatten wurde von Hochgebirgsstationen und von Stationen an der Nord- und Ostsee erst tiefliegend, dann aber rasch hoch aufsteigend beobachtet. Das Ende der Dämmerung war am Sonnblick (3106 m) bei 17° Sonnentiefe. *F. Steinhauser.*

E. Ekhart. Bemerkung zu der Arbeit von J. Gutmann: Einfluß der intermittierenden Bewölkung auf die Aufzeichnungen des Sonnenscheinautographen Campbell-Stokes. Meteorol. ZS. 52, 153—154, 1935, Nr. 4. Der Verf. zeigt, daß der von Gutmann aus Dezenienmitteln für die Beziehung zwischen intermittierender Bewölkung und Sonnenscheindauer berechnete Korrelationskoeffizient bei Verwendung von Jahresmitteln wesentlich kleiner wird. Die behauptete Zunahme der Sonnenscheindauer bei Zunahme der intermittierenden Bewölkung erklärt er damit, daß bei Zunahme der wolkigen

Tage, an denen eben intermittierende Bewölkung auftritt, das Bewölkungsmittel abnimmt und daher die Zunahme der Sonnenscheindauer der abnehmenden Bewölkung zuzuschreiben ist.

F. Steinhauser.

J. Gutmann. Einfluß der intermittierenden Bewölkung auf die Aufzeichnungen des Sonnenscheinautographen Campbell-Stokes; Entgegnung auf die vorstehenden Bemerkungen. Meteorol. ZS. 52, 154—155, 1935, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß der von Ekhart aus Jahreswerten abgeleitete Korrelationskoeffizient für die Beziehung zwischen Sonnenscheindauer und intermittierender Bewölkung ebenfalls eine Bestätigung seiner früher ausgesprochenen Behauptung liefert, und weist einige mißverständliche Auslegungen Ekharths zurück.

F. Steinhauser.

H. Goldschmidt. Strahlungsmessungen auf Freiballonfahrten. Meteorol. ZS. 52, 125—129, 1935, Nr. 4. Die Messungen wurden bei fünf Ballonfahrten mit einem lichtelektrischen Photometer eigener Bauart (zylinderförmige Hochvakuum-Kaliumzelle mit durchsichtiger Kathode) unter Verwendung von sieben Lichtfiltern durchgeführt. Für drei Filterbereiche werden die Meßergebnisse isoplethär in Abhängigkeit von Sonnenhöhe und Seehöhe dargestellt. In gleicher Darstellung ist auch die Intensität der Gesamtstrahlung, berechnet nach Linkes Formel auf Grund einer angenommenen Höhenverteilung der Trübungsfaktoren, in Abhängigkeit von Sonnenhöhe und Seehöhe wiedergegeben. Unter dem Einfluß des in der Atmosphäre enthaltenen Dunstes traten stets Störungen in der atmosphärischen Extinktion der Sonnenstrahlung auf, die sich in dem von den theoretischen Kurven abweichenden Verlauf der Isoplethen zeigen. Es zeigte sich, daß oft das langwellige ultraviolette Sonnenlicht (Wellenlängengebiet um 390 m μ) in der Atmosphäre stärker geschwächt wird als das kurzwellige. *F. Steinhauser.*

Erich Süssenberger. Die nächtliche effektive Ausstrahlung unter verschiedenen Zenitdistanzen. Meteorol. ZS. 52, 129—132, 1935, Nr. 4. Ein Vergleich aktinometrisch gemessener Intensitäten der Ausstrahlung gegen verschiedene Zenitdistanzen mit den nach Linkes $\cos^2 z$ -Gesetz berechneten zeigt gute Übereinstimmung für Zenitdistanzen 0 bis 60°, so daß die Formel für Berechnung der Gesamtausstrahlung in die Halbkugel, wofür die Abweichungen bei großen Zenitdistanzen nicht viel ausmachen, gut brauchbar ist. Als neue Formel, die von Zenitdistanz 10 bis 85° gilt und auch in größeren Zenitdistanzen den Meßergebnissen gerecht wird, ist angegeben $E_z/E_0 = 1,1 - 0,1 [90/(100 - z)]^2$, wo E_z die Ausstrahlung gegen Zenitdistanz z° , E_0 die Ausstrahlung gegen den Zenit und a ein Parameter ist, dessen Abhängigkeit vom Bodendampfdruck angegeben wird.

F. Steinhauser.

Donald B. Brooks. Psychrometric charts for high and low pressures. Misc. Publ. Bur. of Stand. M 146, 8 S., 1935. Für Drucke von $1/8$ bis 10 Atm. und Temperaturen von -50 bis $+40^\circ$ sind gemäß einer Formel von Ferrel (1886) Monogramme gezeichnet (in zwei verschiedenen Einheiten; mm Hg und $^\circ\text{C}$, sowie inch Hg und $^\circ\text{F}$). Diese Tafeln gestatten die verschiedensten Fragen über den Feuchtigkeitsgehalt der Luft zu beantworten. Vielseitige Anwendungsbeispiele sind gegeben. Die Formel von Ferrel lautet $e = e' - 0,000\,652 \cdot P \cdot (t - t') (1 + 0,001\,02 \cdot t')$; die Drucke P , e und e' gerechnet in mm Hg, die Temperaturen t und t' in $^\circ\text{C}$.

H. Ebert.

Geophysikalische Berichte

R. Spitaler. Das fünfzigjährige Jubiläum von Hanns Atlas der Meteorologie. Meteorol. ZS. 52, 264, 1935, Nr. 7.

W. P. von Poletika. Grundzüge der Entwicklungsgeschichte der russischen Meteorologie. Meteorol. ZS. 52, 347—352, 1935, Nr. 7. *Scheel.*

A. J. Reardon and H. P. Griggs. Solarization at Low Intensity. Phys. Rev. (2) 47, 199, 1935, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es werden Versuche mit photographischen Platten mitgeteilt, die bei geringer Intensität belichtet worden sind.

Fritz Hänsch.

O. M. Miller. An Optical Device to Aid in Mapping from Photographs. Journ. Opt. Soc. Amer. 25, 185—189, 1935, Nr. 6. In einfacher Weise kartiert eine optische Vorrichtung bei der Amerikanischen Geographischen Gesellschaft Geländeformationen, wie z. B. Küstenlinien, nach einer photographisch aufgenommenen Vorlage, bei der jedoch die Kameraachse mehr horizontal als vertikal gestanden hat. Wenn der Boden nicht eben ist, können die Positionen von Punkten sowohl in der Ebene als auch in der Höhe durch Aufzeichnen des Schnittes entsprechender perspektivischer Strahlen von zwei Photographien gewonnen werden. In einem Beobachtungsfernrohr sieht man die als Vorlage dienende photographische Aufnahme und einen mit dem Zeichenstift verbundenen Lichtpunkt. In dem perspektivischen Zentrum befindet sich nämlich ein kleiner Spiegel, der das photographische Bild in das Beobachtungsfernrohr wirft und gleichzeitig mit einer nadelfeinen Öffnung durchbohrt ist, um einem engen Lichtbündel von der Lichtmarke des Zeichenstiftes her Eintritt in das Fernrohr zu gestatten.

J. Flüge.

Paul Dubois. Ein Universalaktinograph. Naturwissensch. 23, 450—453, 1935, Nr. 26, 28. Eine parallaktische Montierung hält einen Aktinometerkörper auf die Sonne gerichtet, der vier normal zur Sonnenstrahlenrichtung stehende Thermosäulen (für filterlose und gefilterte Messungen) und ein neuartiges Horizontalgehänge, welches eine Mikrothermosäule ständig horizontal justiert hält, trägt. Die Registrierung erfolgt mit einem Sechsfarbensreiber in Fallbügelschlagintervallen von 10 sec. Es kann also die Totalintensität der auf die horizontale und auf die zur Strahlenrichtung senkrechte Fläche einfallenden Sonnenstrahlung zugleich registriert werden. Von der Horizontalintensität wird außerdem noch durch einen besonderen Zähler die Summe gebildet und registriert. Die parallaktische Montierung gestattet auch ihre Verwendung als Heliostat und die Mitführung und Justierung einer Photozelle und einer AbblendeVorrichtung der Sonne für Pyranometer und dergleichen.

F. Steinhäuser.

T. E. Aurén. Ein neues Pyrheliometer. Meteorol. ZS. 52, 197—201, 1935, Nr. 6. Zur Vermeidung der Fehlerquellen, die beim Ångströmschen Kompensations-Pyrheliometer darin liegen können, daß zwei Metallstreifen verwendet werden, hat das neue Pyrheliometer nur einen 0,0129 mm dicken, geschwärzten Nickelstahlstreifen mit fast doppelt so großem spezifischen Widerstand als Manganin und viel höherem Temperaturkoeffizienten. Die absorbierende Fläche ist etwa zehnmal so groß wie beim Ångströmschen Instrument. An der Rückseite des Streifens sind 18 Elemente einer Thermosäule angebracht, die durch elektrolytische Abscheidung von Kupfer auf einem Konstantanstreifen hergestellt wurden. Der Streifen wird bei der Messung abwechselnd der Strahlung ausgesetzt und elektrisch

geheizt. Zur Messung ist außer dem Pyrheliometer nur noch ein Zeigergalvanometer nötig. Die Übereinstimmung der Ergebnisse mit dem Ångströmschen Instrument ist gut. *F. Steinhauser.*

Chr. Jensen. Meßgeräte der atmosphärischen Optik und Akustik. A. Die Apparate zur Untersuchung der atmosphärischen Polarisations-Erscheinungen. S.-A. Handb. d. meteorol. Instr. Bd. XV, S. 667—693, 1935. Nach einer einleitenden Erklärung der Polarisation und der wesentlichen Grundlagen der Apparate zur Untersuchung der atmosphärischen Polarisationserscheinungen werden alle Instrumente zur Bestimmung der Polarisationsgröße, der Lage der neutralen Punkte und der Polarisationsebene ausführlich beschrieben und Anweisungen für ihre Verwendung gegeben. Dabei sind zahlreiche Literaturhinweise und auch die wichtigsten Ergebnisse der Polarisationsmessungen angeführt. *F. Steinhauser.*

J. Coulomb et G. Grenet. Nouveaux principes de construction des séismographes électromagnétiques. Ann. de phys. (11) 3, 321—369, 1935, April. Unter Berücksichtigung der Rückwirkung des Galvanometers auf das Pendel wird die Theorie elektromagnetischer Seismographen ausführlich abgeleitet. Hierbei ergibt sich eine große Auswahl von Möglichkeiten zur Zusammenstellung von Seismographen mit gewünschten Eigenschaften, wobei das gleiche Ergebnis auf verschiedene Weise erreicht werden kann. Durch Anwendung verhältnismäßig kurzperiodischer Pendel und langperiodischer Galvanometer kann das Problem eines Galitzin-Vertikalseismographen mit langer Periode gelöst werden. Ferner gelingt es, Seismographen zusammenzustellen, deren Eigenschaften denen mechanischer Seismographen entsprechen, wobei Vergrößerungen und Perioden erreicht werden, die mit den üblichen mechanischen Mitteln nur schwer hergestellt werden können. Schließlich wird gezeigt, wie eine bis auf 1 % konstante Vergrößerung in dem weiten Periodenintervall von 2 bis 60 sec herzustellen ist. Die Möglichkeiten sind mit diesen Beispielen nicht erschöpft. *K. Jung.*

Walter Kosmath. Ein Verfahren zur Messung des augenblicklichen Radongehaltes der Freiluft in Kurorten und mit radioaktiven Quellen. Wiener Anz. 1935, S. 109—111, 1935, Nr. 12. Es wird eine Abänderung des vom Autor schon an anderer Stelle beschriebenen Verfahrens zur Messung des Rn-Gehaltes von Freiluft angegeben, bei dem an Stelle von zwei Meßkammern deren drei vorgesehen sind. Dadurch kann zweistündig gemessen werden. Das Verfahren wird näher beschrieben. Die Empfindlichkeit kann den Verhältnissen angepaßt werden. Bei der Maximal-Empfindlichkeit von 400 Skalenteilen pro Volt ergibt der normale Rn-Gehalt der Freiluft bereits einen Elektrometeregang von 10 Skalenteilen in 5 min. *K. W. F. Kohlrausch.*

J. H. Awbery and Ezer Griffiths. An investigation of the wet-and-dry-bulb hygrometer at low temperatures. Proc. Phys. Soc. 47, 684—701, 1935, Nr. 4 (Nr. 261). Mit drei Methoden (Psychrometer-, Taupunkt- und Wägemethode) ist die Feuchtigkeitsbestimmung zwischen -2 und -19°C durchgeführt. Neben einem Hygrostaten bei tiefen Temperaturen ist auch ein geeignetes Taupunktsgerät beschrieben worden. Taupunkts- und Wägemethode stimmten befriedigend überein. Mit dieser Grundlage ist dann in der Sprungschen Formel die Konstante bestimmt worden, wobei die Thermometer des Psychrometers unterhalb 0° stets mit Eis bedeckt waren. Für die Sprungsche Konstante ergab sich:

Psychrometrische Differenz	Trockenes Thermometer						
	0	— 3	— 6	— 9	— 12	— 15	— 18 ^o
0,5 ^o	0,53	0,46	0,54	0,75	0,86	0,84	0,73
1,0	0,55	0,49	0,53	0,60	0,60	0,56	0,48
1,5	0,54	0,48	0,52	0,54	0,51	0,46	0,42
2,0	0,53	0,48	0,51	0,50	0,46	—	—
2,5	0,52	0,48	0,49	0,47	—	—	—
3,0	0,52	0,47	0,47	—	—	—	—
3,5	0,50	0,46	0,45	—	—	—	—
4,0	0,47	0,44	—	—	—	—	—

H. Ebert.

P. Schürholz. Die Messung der Gravitationskonstante im Unterricht. Selbstbau einer Gravitationswaage. ZS.f.math.u.naturw. Unterr. 66, 174—182, 1935, Nr. 4. Da die Gravitationsfelder des Kosmos in keiner Weise in die Anschauung vor allem der Schüler eintreten, empfiehlt Verf. ein Gerät, das bei hinreichender Größe, hoher Empfindlichkeit und Durchsichtigkeit diese Lücke ausfüllt. Die hierzu geeignet hergerichtete Drehwaage wird genau beschrieben, ihre Handhabung ausführlich dargestellt und auf die Möglichkeit, sie selbst zu bauen, hingewiesen.

H. Ebert.

L. A. Ramdas and M. S. Katti. The Diurnal Variation of Moisture in the Soil during the Clear Season. Current Science 3, 612, 1935, Nr. 12. Eine Liste verschiedener Erdböden und deren tägliche Schwankungen in bezug auf Feuchtigkeitsgehalt ist mitgeteilt. Die Schwankungsmaxima und -minima sind festgelegt, ebenso die Abnahme mit der Bodentiefe.

H. Ebert.

Kirk Bryan and Walter H. Schoewe. Selenite. A criterion of effective wind scour. Science (N. S.) 81, 233—234, 1935, Nr. 2096. Die Arbeit stellt eine Entgegnung zu den Ansichten anderer Verff. dar, die behaupten, das Vorkommen von Gipsspat sei ein Beweis für die abtragende Wirkung des Windes. Die Erörterungen basieren auf Untersuchungen an Gipsspatlagern.

Fritz Hänsch.

A. B. Broughton Edge. Prediction of Earthquakes. Nature 135, 997, 1935, Nr. 3424. Mit den in der angewandten Geophysik entwickelten elektrischen Methoden dürfte es möglich sein, die Entstehung anomaler elektrischer Felder, die sich als Begleiterscheinung eines anomalen Spannungszustandes herausbilden, zu verfolgen. So könnten vielleicht Ort und Zeit starker Erdbeben aus regelmäßig verteilten und hinreichend oft wiederholten Messungen vorhergesagt werden.

K. Jung.

F. Twyman. Prediction of Earthquakes. Nature 135, 1078, 1935, Nr. 3426. Es dürfte möglich sein, Lageveränderungen, die starken Erdbeben vorausgehen, mit Interferenzen zu messen. Fortgesetzte Beobachtungen dieser Art können vielleicht eine Erdbebenvorhersage ermöglichen.

K. Jung.

Harold Jeffreys. Time and amplitude relations in seismology. Proc. Phys. Soc. 47, 455—458, 1935, Nr. 3 (Nr. 260). Die Amplitudenabnahme mit der Herdentfernung ist in enger Beziehung zu dem physikalischen Vorgang bei der Durchdringung von Grenzflächen. Es ist zu erwarten, daß Amplitudenuntersuchungen wichtige Beiträge zur Kenntnis dieser Vorgänge liefern können. Die Laufzeiten hängen stark vom Schichtenaufbau unter Herd und Station ab, Einzelheiten der Gestalt der Grenzflächen zwischen Herd und Station haben geringen Einfluß.

K. Jung.

S. K. Banerji. Theory of microseisms. Proc. Indian Acad. (A) 1, 727—753, 1935, Nr. 10. Stürme mitten im Arabischen Meer und in der Bai von Bengalen sind die Ursache von auf indischen Stationen aufgezeichneten mikroseismischen Bodenbewegungen. Die Fortpflanzung der nahe der Meeresoberfläche auftretenden

Druckschwankungen in die Tiefe wird mit Modellversuchen und theoretisch untersucht. Maßgebend für die Druckfortpflanzung ist wie bei Schallwellen die Zusammendrückbarkeit des Meerwassers, während seine Zähigkeit keinen merkbaren Einfluß hat. Außer Stärke und Periode der Bodenbewegung wird auch das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Komponente von der Theorie erklärt. Andere mögliche Ursachen kommen für die betrachtete Art der Bodenunruhe nicht in Frage.

K. Jung.

Jacob J. Creskoff. The period of vibration as an index of structural integrity. Engineering 139, 618—620, 1935, Nr. 3622. Zur objektiven Feststellung von Erdbebenschäden wird empfohlen, die Eigenperiode der Gebäude zu untersuchen. Je kleiner die Eigenperiode des Gebäudes ist, um so besser widersteht es im allgemeinen der Beanspruchung durch Erdbeben. Wird eine erhebliche Zunahme der Eigenperiode infolge eines Erdbebens festgestellt, so sind Zerstörungen anzunehmen, auch wenn sich anderweitig nichts erkennen ließ. Umgekehrt dürfte bei ungeänderter Periode keine ernsthafte Gefahr bestehen, selbst wenn einige Schäden festgestellt wurden. Am Beispiel einiger bei dem großen Beben von 1923 in Tokio beschädigter Gebäude werden diese Zusammenhänge erläutert.

K. Jung.

H. P. Berlage jun. Zur Berechnung der Herdtiefe eines Fernbebens nach der pP — P -Methode, besonders bei tiefen Herden. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 353—357, 1935, Nr. 4. Da der pP -Einsatz in Registrierungen von Beben mit tiefem Herd an Fernstationen besonders scharf hervortritt, empfiehlt der Verf., zur Herdtiefenbestimmung solcher Beben seine pP — P -Methode anzuwenden. Die von ihm im Handbuch der Geophysik hierfür angegebene Formel hat sich als falsch erwiesen. Die richtige Formel lautet $T_p P - T_P = 2h(\sin e_0)/v_0$, wo h die Herdtiefe, v_0 die als konstant betrachtete Geschwindigkeit der P -Wellen oberhalb des Herdes, e_0 der Emergenzwinkel, $T_p P$ die Laufzeit der pP -Welle und T_P die Laufzeit der P -Welle bedeuten. F. Steinhäuser.

H. v. Ficker. Eine neue Eiszeittheorie von C. G. Simpson. Meteorol. ZS. 52, 165—168, 1935, Nr. 5. Simpson geht von der Annahme aus, daß die Sonne ein veränderlicher Stern sei, dessen Strahlungsintensität in Perioden von ungefähr 100 Jahren um etwa 40 % schwankt. Vermehrung der Einstrahlung erzeugt in Gebieten, die während der pleistozänen Eiszeit nicht vereist waren, Vermehrung von Bewölkung und Niederschlag und damit einen Übergang von einer Trocken- zu einer Pluvialperiode. In vereisungsfähigen Gebieten gibt es in jedem Strahlungszyklus am Beginn eine kalttrockene Interglazialzeit, und zur Zeit der größten Einstrahlung eine feuchtwarme Interglazialzeit. Dazwischen liegen zwei Vereisungsperioden, die dadurch zustande kommen, daß mit Vermehrung der Einstrahlung die Temperatur und die Niederschlagsmenge zunimmt. Bei niedriger Temperatur sammelt sich dabei bei zunächst mangelnder Abschmelzung Schnee an und führt zur Vereisung. Erst weiterer Temperaturanstieg beseitigt diese wieder.

F. Steinhäuser.

Joachim Scholz. Die Ionenbilanz in der Arktis. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 306—320, 1935, Nr. 3. Die mittlere Lebensdauer der Kleinionen θ' nimmt auf Franz-Joseph-Land ab, wenn die Zahl der Mittelionen wächst; sie nimmt zu, wenn die Leitfähigkeiten der Klein- und Mittelionen gleichzeitig wachsen oder abnehmen. Daraus ist auf eine neue mechanische Bildungsquelle der Kleinionen zu schließen. Zwischen θ' und der Kernzahl konnte kein Zusammenhang festgestellt werden. Daraus wird gefolgert, daß in der Atmosphäre der Arktis die Mittelionen die Rolle der Schwerionen übernehmen. Die Gleichung der Ionenbilanz $q = \beta' n$, wo q die Ionisierungsstärke, β' die Verschwindungskonstante, n die Zahl der Klein-

ionen ist, wird in der Arktis nicht erfüllt. Es muß also außer Radioaktivität, durchdringender Höhenstrahlung und Erdstrahlung einen weiteren Ionisator, vielleicht ähnlich dem Lenard-Effekt, geben.

F. Steinhäuser.

R. Steinmaurer. Messungen des luftelektrischen Potentialgefälles in 2300 m Höhe am Hafelekar bei Innsbruck. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 337—345, 1935, Nr. 3. Die Registrierungen erfolgten mit einem Bennedorfschen Registrierelektrometer. In den Monaten Mai bis August ist die Amplitude des täglichen Ganges des Potentialgradienten klein; ein Minimum fällt auf die Morgenstunden, das Hauptmaximum vor Mittag und ein schwächeres sekundäres Maximum in die Nacht. Im Winter ist die Amplitude des Tagesganges wesentlich größer; das Minimum tritt ebenso wie im Sommer zwischen 5 und 7 Uhr ein, es zeigt sich aber nur ein Maximum, und zwar zwischen 15 und 16 Uhr, das ist also ungefähr vier Stunden vor dem Universalzeitmaximum. Die Verschiebung des Maximums wird damit erklärt, daß die bei Tage sich entwickelnden Hangwinde Dunst und damit Raumladungen aus dem Tal heraufbringen. Im jährlichen Gang wird ein Maximum im Winter angedeutet. Die Ergebnisse werden mit anderen Bergstationen verglichen.

F. Steinhäuser.

Alexandre Dauvillier. Etude du champ électrique terrestre, de l'ionisation atmosphérique et du courant vertical au Scoresby Sund pendant l'année polaire. C. R. 200, 2209—2211, 1935, Nr. 26. Die Messungen in Scoresby Sund ergeben für Potentialgefälle, Leitfähigkeit und vertikalen Leitungsstrom wesentlich geringere Werte, als sonst über dem Meer beobachtet werden. Die aus früheren Polarexpeditionen erschlossene Annahme einer wesentlichen Erhöhung von Ionisation und Leitungsstrom in den Polargebieten trifft also nicht zu. Das Potentialgefälle (Mittel 71 Volt/m) besitzt ein Maximum mit 95 Volt/m im Oktober/November, ein Minimum mit 59 Volt/m im April/Mai. Der Tagesgang ist einfach periodisch (Maximum um 18 Uhr, Minimum um 2 Uhr Gr. Z.); die Tagesamplitude wechselt mit der Jahreszeit von 27 Volt/m im Juli bis zu 0 Volt/m im Mai. Zusammenhang zwischen Gefälle und Polarlicht wird nicht beobachtet. Die Leitfähigkeit beträgt im Mittel $2,46 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$; während der Polarnacht bleibt sie konstant, bei Schneeschmelze steigt sie bis zu $3,5 \cdot 10^{-4}$ im August an. Der Tagesgang ist invers zu dem des Potentialgefälles und verschwindet im Mai ebenfalls vollständig. λ^+ ist durchweg größer als λ^- . Nordlichteinfluß besteht nicht. Einige Ebert-Messungen ergeben Ionenzahlen der Größenordnung 1000. n^+/n^- ist 1,4, $k^+ = 0,9$, $k^- = 1,3 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$. Der vertikale Leitungsstrom (Mittel $1,7 \cdot 10^{-10} \text{ Amp.}$) besitzt einen einfachen Jahresgang mit einem Maximum an den Herbstäquinoktien und einem flachen Minimum an den Frühjahrsäquinoktien. Der Tagesgang verschwindet im Mai ebenfalls.

H. Israël-Köhler.

A. R. Hogg. Continuous observations of the rate of production of small ions in the atmosphere. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 399, 1935, Nr. 4. Berichtigung. Vgl. diese Ber. S. 1172.

Scheel.

Carl Størmer. Measurements of Luminous Night Clouds in Norway 1933 and 1934. Astrophys. Norvegica 1, 87—114, 1935, Nr. 3. Die Ausmessung für die Wolken vom 30. Juni bis 1. Juli 1934 ergab bei 41 Messungen 82 km Höhe. Ihre Geschwindigkeit betrug 82 m/sec. Anschließend werden die Zusammenhänge mit anderen kosmischen Erscheinungen diskutiert.

Brüche.

Herman Schlundt. The radioactivity of the spring water on the hot springs reservation, Hot Springs, Arkansas. Sill. Journ. (5) 30, 45—50, 1935, Nr. 175. Für eine Anzahl heißer Quellen in Arkansas werden die p_H -Werte sowie der Ra-Gehalt bestimmt.

K. W. F. Kohlrausch.

H. Gruyelle et Charles Poisson. Sur les anomalies magnétiques du massif cristallin de Madagascar. C. R. 201, 11—14, 1935, Nr. 1. *Dede.*

Max Toperczer. Zur Kenntnis des erdmagnetischen Feldes nach den Ergebnissen der magnetischen Landesaufnahme von Österreich 1930,0. I. Der potentiallose Anteil. Wiener Ber. 144 [2a], 31—44, 1935, Nr. 1/2. Es wird vom Standpunkt der Theorie aus eine Bearbeitung der Ergebnisse der magnetischen Landesaufnahme von Österreich 1930,0 gegeben. Da die einzelnen Messungen zu verschiedenen Zeiten angestellt worden sind, mußten sie zunächst auf einen Zeitpunkt reduziert werden. Die Beobachtungsdaten in ihrer geographischen Verteilung durch Kugelfunktionsreihen darzustellen schien wegen der Kleinheit des Gebietes von Österreich nicht zweckmäßig. Es wurden schließlich alle direkt gemessenen magnetischen Elemente in der Form $E = E_0 + a \Delta \varphi + b \Delta \lambda$ dargestellt. Dadurch ist die normale oder terrestrische Verteilung eines magnetischen Elements gegeben. Der Berechnung der Gleichungen für die Normalwerte wurden die beobachteten Werte an 108 Stationen der Landesaufnahme zugrunde gelegt. Die Normalgleichungen wurden für die Deklination, Horizontalintensität und Vertikalintensität berechnet. Für die weiteren theoretischen Untersuchungen wurden die Werte der Nordkomponente und Ostkomponente des magnetischen Vektors verwendet. Sie stehen mit Deklination und Horizontalintensität in einfacher Beziehung. Die auf diese Weise berechneten Werte zeigen mit den aus der Normalverteilung von Deklination und Horizontalintensität direkt ermittelten gute Übereinstimmung. Ferner wird noch untersucht, ob die Verteilung der in die Erdoberfläche fallenden Komponente des erdmagnetischen Feldes einem Kraftfeld entspricht, das von einem Potential ableitbar ist.

F. Seidl.

Harald Müller. Vorschläge zur Beobachtung der Gewitterstörungen. Elektrot. ZS. 56, 577—579, 1935, Nr. 21. Um Gewitterstörungen innerhalb von Hochspannungsleitungen erkennen zu können, werden bestimmte Vorschläge gemacht. Zunächst werden Meßinstrumente besprochen: Geräte zur Spannungsmessung, zur Feldstärkemessung, zur Stromstärkemessung und zur Messung des Erdungswiderstandes. Nachdem einige Resultate von früheren Messungen mitgeteilt worden sind, werden Vorschläge gemacht, wie Beobachtungen am besten anzustellen sind, um die Kenntnisse über die Gewittereinwirkungen auf die Übertragungsleitungen zu erweitern.

Fritz Hänsch.

V. C. A. Ferraro. On the radial limitation of the sun's magnetic field. Month. Not. 95, 280—289, 1935, Nr. 3. Über die strahlenförmige Begrenzung des Magnetfeldes der Sonne werden mit Hilfe von mathematischen Formeln und Abschätzungen Betrachtungen angestellt, die auf früheren Untersuchungen von Chapman basieren.

Fritz Hänsch.

F. Lubiger. Über die vom Samoa-Observatorium registrierten erdmagnetischen Pulsationen. ZS. f. Geophys. 11, 116—126, 1935, Nr. 3. Bei der Aufzeichnung der Pulsationen ergab sich ein täglicher Gang mit einem Maximum um 23 Uhr und einem flachen Minimum am Tage. Weitere vergleichende Untersuchungen, bei denen die Säkularvariation, die Sonnenflecken und die Rotationsdauer der Sonne herangezogen wurden, ließen Zusammenhänge nicht mit voller Sicherheit erkennen. Periodenlänge und Gang der Pulsationen ergaben weiteres Untersuchungsmaterial.

Schmewitz.

R. Ambronn. Elektrische Hilfsmittel in der geophysikalischen Bodenforschung. Elektrot. ZS. 56, 581—585, 1935, Nr. 21. Eine zusammenfassende Beschreibung der verschiedenen elektrisch-geophysikalischen Methoden

zur Bodenuntersuchung. Die Gleichstrommessungen mit der Äquipotentiallinienmethode und dem Wengerschen Verfahren mit vier Elektroden, das Rückschlüsse über die Tiefenlagerung zuläßt, werden kurz geschildert. Die Wechselstrommessungen, die meist bei Frequenzen von etwa 500 Hertz zur Anwendung kommen, erfordern zwar mehr Bestimmungsstücke, lassen sich aber der Verschiedenartigkeit des Geländes oft besser anpassen. Hochfrequenzmessungen lassen keine praktisch brauchbaren Bodenuntersuchungen zu. Erwähnt wird in diesem Rahmen auch noch die Verwendung der drahtlosen Zeitübertragung bei Pendelmessungen der Schwerkraft und der seismischen Lagerstättenuntersuchung sowie die Piezoelektrizität.

Schmerwitz.

Jean Cabannes. Les raies rouges de l'oxygène dans le spectre du ciel nocturne. C. R. 200, 1905—1908, 1935, Nr. 23. Der Verf. veröffentlicht zum erstenmal Aufnahmen des roten Teils des Nachthimmelleuchtens, auf denen die roten Sauerstofflinien 6301,4 und 6361,7 Å zu erkennen sind. Bei der benutzten Plattensorte sind diese Linien stärker als die grüne Nordlichtlinie 5577 Å. Neben diesen Linien treten zehn Banden zwischen 5610 und 6684 Å auf, von denen einige ebenfalls auf der beigefügten Photographie zu erkennen sind. Von diesen Banden fallen einige mit den von Sommer auf Aufnahmen des Nachthimmelleuchtens gefundenen Banden zusammen. Sie gehören zu den Stickstoffbanden des neutralen Moleküls.

Frerichs.

V. G. Fesenkoff (Fessenkoff). Sur la luminosité du ciel à Kitab, Tachkent et Koutchino. C. R. Leningrad 2, 1935, Nr. 3/4; russisch S. 213—215, französisch S. 215—216. Die Intensität des Nachthimmellichtes wurde mit Hilfe eines photographischen Photometers untersucht. Die Helligkeit hängt von der geographischen Breite ab. In Kitab und in Tachkent ist die Helligkeit die gleiche, in Koutchino ist sie etwa 2,5 mal größer. Die Intensität des Lichtes zeigt tägliche Schwankungen. Sie beginnt abends mit einem ziemlich geringen Wert, steigt dann an und bleibt für den Rest der Nacht konstant.

Frerichs.

L. Vegard and E. Tonsberg. Continued investigations on the temperature of the upper atmosphere determined by means of bands appearing in the auroral spectrum. Geofys. Publ. 11, Nr. 2, 14 S., 1935. Es gelang den Verff., an Hand von Aufnahmen sehr kleiner Dispersion die Intensitätsverteilung in der N_2^+ -Bande des Nordlichtspektrums photographisch-photometrisch zu bestimmen. Aus diesen Aufnahmen wurde die Temperatur der Nordlichtemission unter der Annahme einer lediglich durch die Temperatur in der Atmosphäre bedingten Intensitätsverteilung im Nordlichtspektrum abgeleitet. Es ergaben sich für vier Nordlichtaufnahmen 225,4° K. Diese Temperatur entspricht nach den Verff. der Nachttemperatur in etwa 100 bis 125 km Höhe, sofern die Anregung des Nordlichtes lediglich durch Kathodenstrahlen erfolgt.

Frerichs.

Carl Stormer. Measuring of Aurorae with very long base lines. Geofys. Publ. 11, Nr. 3, 15 S., 1935. Mit Hilfe von sehr langen Basislinien werden die Höhen von Nordlichterscheinungen photographisch durch gleichzeitige Beobachtung an den zwei Enden der Basis bestimmt. Es zeigt sich dabei, daß bei Basislinien von mehreren hundert Kilometern (Maximum 385 km) auch solche Nordlichter verhältnismäßig gut gemessen werden können, die schlecht definierte Begrenzungen aufweisen. Bei einem Nordlicht mit wohlausgebildeter Begrenzung beträgt der Fehler in der so bestimmten Höhe weniger als 1 % der Höhe. Ebenfalls gelang es auf diese Weise, schnell pulsierende Nordlichter zu bestimmen.

Frerichs.

L. Harang. Filteraufnahmen von rot gefärbten Nordlichtern. Gerlands Beitr. 44, 229—235, 1935, Nr. 3. Der Verf. konnte durch Filteraufnahmen in drei Spektralgebieten von zwei rotgefärbten Nordlichtern zeigen, daß die Rotfärbung am unteren Rande des Nordlichtes durch die Liniengruppe 6320 Å bewirkt wurde.

F. Steinhäuser.

S. K. Mitra and P. Syam. Absorbing Layer of the Ionosphere at Low Height. Nature 135, 953—954, 1935, Nr. 3423. Die Existenz der bisher nur vermuteten *D*-Schicht glauben Verff. feststellen zu können durch Beobachtungen von Radiowellenechos aus einer virtuellen Höhe von 55 km mittels der Impulsmethode. Die Echos aus der *E*-Schicht wurden gleichzeitig aus 119 km virtueller Höhe beobachtet. Das Auftreten von Echos der *D*-Schicht ist verknüpft mit einem Abschwächen von Echos der *E*-Schicht. Die Hypothese einer diffusen *D*-Schicht in niedriger Höhe, wo die Kollisionsfrequenz sehr groß ist, bietet eine gute Erklärung für das Phänomen. Die *E*-Schicht mit ihrer scharfen Abgrenzung reflektiert alle Frequenzen unter einer gewissen Grenze, und die *D*-Schicht mit diffuser Abgrenzung absorbiert alle Frequenzen unter der kritischen Eindringfrequenz. Die Hypothese einer diffusen *E*-Schicht-Grenze ist unhaltbar, da die virtuelle Höhe der *E*-Schicht nach Messungen der Verff. für eine Anzahl Frequenzen als konstant gefunden wurden. Ein weiteres Argument für die Existenz der *D*-Schicht ist die Abnahme der *E*-Schicht zum Ende des Tages, was als Verschwinden der *D*-Schicht erklärt werden kann.

Winckel.

J. A. de Bruïne. Union Radio-Scientifique Internationale. Report of Radio Wave Observations made at Angmagssalik ($37\frac{1}{2}^{\circ}$ W., $65\frac{1}{2}^{\circ}$ N.) by the Dutch Expedition during the International Polar Year 1932—1933. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 7, 38—44, 1935, Nr. 2. Einige experimentelle Ergebnisse der holländischen Sektion des Internationalen Polarjahres 1932/33 betr. die Reflexion von Wellen (75 m) in Angmagssalik werden mitgeteilt. Mit der Impulsmethode von Breit und Tüve wurde die Höhe einer Schicht zu 100 bis 200 km, einer weiteren zu 300 bis 450 km bestimmt. Unter 100 km war keine sichere Beobachtung. Die Hauptzahl der Reflexionen und ihrer Amplituden wurden mit der Horizontalkraft des erdmagnetischen Feldes verglichen. Es zeigt sich Übereinstimmung mit den Beobachtungen in Delft. Eine Tabelle enthält die tageszeitlichen Schwankungen der Rundfunksender der ganzen Welt.

Winckel.

G. J. Elias. Union Radio-Scientifique Internationale. V^e Assemblée Générale. Rapport pour la Commission de Propagation des Ondes. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 7, 33—37, 1935, Nr. 2. Theoretische und experimentelle Studien über den Reflexionskoeffizienten bei der Ausbreitung der Wellen zur Heaviside-Schicht am Tage in Funktion von Zeit und Frequenz. Den größten Teil des Tages waren die beiden zirkular polarisierten Komponenten völlig verschieden, außer am Morgen und Nachmittag. Die Änderung der effektiven Höhe der beiden Komponenten ruft im allgemeinen eine Rotation der polarisierten Ebene der elliptisch polarisierten Welle hervor. Der Rotationssinn war außer für kurze Augenblicke derselbe am ganzen Tag. Als Erklärung muß man eine Änderung des magnetischen Feldes in Höhe der reflektierenden Schicht annehmen. Wellenlänge 75 bis 80 m. Es wurden drei Schichten beobachtet: Die erste in 200 und 250 km, die täglich exakt mit der Sonnenstrahlung verlief. Zu beobachten zwei Stunden nach Sonnenaufgang bis 2 Stunden nach Untergang. Aus diesem Zeitraum kann man auf den Rekombinationskoeffizienten schließen und damit auf die Dichte der Atmosphäre. Hiermit kann man die Temperatur auf 400 bis 500° C schätzen. Die zweite Schicht wurde in 350 bis 450 km

beobachtet, aber nur nachts und unregelmäßig. Die Reflexionshöhe variiert beständig, ebenso die Zahl der Reflexionen. Diese Schicht kann durch Korpuskularstrahlen entstehen. Die dritte Schicht wurde etwa in 100 km Höhe beobachtet. Sie tritt unregelmäßig, sowohl tags wie nachts für einige Stunden auf. *Winckel.*

Nicolas Stoyko et Raymond Jouaust. Sur la vitesse de propagation des ondes radioélectriques courtes. C. R. **200**, 2149—2150, 1935, Nr. 26. Im Observatorium Paris wurden 1933 bis 1935 Registrierungen der Zeitzeichen auf kurzen Wellen der Stationen Saigon, Manille, Tokio, Rocky Point und Monte Grande vorgenommen und die Sekundärzeichen (signal de superpropagation) untersucht. Die mittlere Wellengeschwindigkeit ergab sich zu 287 000 km/sec, bei den Tagwellen von 16 bis 18,5 m $286\,700 \pm 200$ km/sec, bei den Wellen 25 bis 31 m $287\,400 \pm 400$ km/sec. Die Ionosphärenhöhe, an der die Wellen reflektiert wurden, ist um ebensoviel höher als die Wellen kürzer sind, folglich ist die scheinbare Geschwindigkeit der Wellen um ebensoviel geringer als die Wellen kürzer sind. Möglicherweise ist die Geschwindigkeit der Wellen nicht dieselbe über den ganzen durchlaufenen Weg. Geschwindigkeitswerte werden angegeben für die direkte Welle, die Echowelle am Tage und in der Nacht. Der Unterschied für die beiden letzteren erklärt sich dadurch, daß die Reflexionszonen der Ionosphäre für die durch die Sonne bestrahlten Bereiche niedriger als für die dunklen Bereiche sind. *Winckel.*

K. A. Norton. Propagation of Radio Waves over a Plane Earth. Nature **135**, 954—955, 1935, Nr. 3423. Verf. macht auf einen Irrtum in der Bezeichnung in Sommerfelds Arbeit (1909) über die Dämpfung der Radiowellen aufmerksam. Der Fehler ist zwar 1926 von Sommerfeld berichtigt, taucht aber doch bei einigen heutigen Autoren auf. Der exakte Ausdruck für das Potential eines vertikalen Infinitesimaldipols ist von van der Pol und Niessen in Ann. Phys. **6**, 273, Gl. 21, angegeben worden. Darin ist die „numerische Distanz“ p enthalten, die für hohe Frequenzen etwas verschieden ist von derjenigen Sommerfelds, welche Bruno Rolf fälschlicherweise verwendet hat. *Winckel.*

E. V. Appleton and S. Chapman. Report on ionization changes during a solar eclipse. Proc. Inst. Radio Eng. **23**, 658—669, 1935, Nr. 6. Der Effekt einer Sonnenfinsternis auf Luftschichten, die durch die Sonnentätigkeit ionisiert sind, wird beschrieben. Verf. kommen zu dem Schluß, daß die normal ionisierende Tätigkeit für die E - und F_1 -Schicht eine Geschwindigkeit hat, die eng mit der des Lichtes übereinstimmt. Daher ist es natürlich, diese Wirksamkeit mit dem ultravioletten Licht zu identifizieren — wenn auch die gemachten Beobachtungen die Möglichkeit nicht ausschließen, daß die Tätigkeit für eine oder mehrere dieser Schichten aus Korpuskeln sehr hoher Geschwindigkeit besteht. Ähnlich ist eine gut definierte Erscheinung, daß ultraviolettes Licht zum Teil zur Ionisation der normalen F_2 -Schicht beiträgt, und die Vermutung, daß Korpuskeln ebenso dazu beitragen. Für künftige Sonnenfinsternisse ist es erwünscht, daß man die Aufmerksamkeit besonders auf die F_2 -Schicht konzentriert. Die gemachten Schlüsse sind aus einer beigegebenen Zusammenstellung einer großen Zahl von Arbeiten im Auszug, die das Problem behandeln, gezogen worden. Die gefundenen Ergebnisse sind in der Reihenfolge der Sonnenfinsternisse von 1932, 1933 und 1934 diskutiert worden. Im Anhang wird über die Gründung eines Dauerkomitees für ionosphärische Beobachtungen berichtet. *Winckel.*

E. V. Appleton and R. Naismith. Some Further Measurements of Upper Atmospheric Ionization. Proc. Roy. Soc. London (A) **150**, 685—708, 1935, Nr. 871. Messungen der atmosphärischen Ionisation nach der

Methode der kritischen Eindringfrequenz werden beschrieben. Die jahreszeitlichen Schwankungen der Mittagswerte der maximalen Ionisation in der E - und F_1 -Schicht werden genügend erklärt durch die einfache Theorie der Ionisation durch das ultraviolette Sonnenlicht; die Rekombination mit den Ionen ist ein elektronenstreuender Prozeß. Die Jahresschwankungen der F_2 -Schicht werden als ausgesprochene Jahreschwankung der molekularen Temperatur erklärt. Dies führt zu dem Schluß, daß die Sommertemperatur dieser Schicht 1200°K sein muß. Beispiele zeigen die im Sommer häufig erfüllte Bedingung für die E -Schicht, daß die Reflexion der Radiowellen sowohl von der unteren wie von der oberen Oberfläche einer dünnen Stratusschicht der Ionosphäre erfolgt. Das ist eine günstige Bedingung für Hochfrequenzsendungen auf weite Entfernungen; die übliche Beschränkung an der oberen Frequenzgrenze wird infolge der Elektronenbegrenzung in der F_2 -Schicht unwirksam. Gelegentlich wurde eine Schicht von etwas höherer Elektronendichte, als der normalen F_2 -Dichte entspricht, beobachtet. *Winckel.*

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Diurnal and seasonal variations in the ionosphere during the years 1933 and 1934. Proc. Inst. Radio Eng. 23, 670—681, 1935, Nr. 6. Ergebnisse täglicher ionosphärischer Messungen in Deal, New Jersey, $40^\circ 15'$ nördl. Breite, $74^\circ 02'$ westl. Länge, für eine Periode von März 1933 bis Mai 1934: 1. Es wurde eine eindeutige Beziehung zwischen dem Mittagswert der ionischen Dichte der F_1 -Schicht und magnetischen Störungen gefunden. Die ionische Dichte wurde an magnetisch gestörten Tagen gemindert. 2. Der Mittagswert der ionischen Dichte der E - und F_1 -Schicht erreichte ein Maximum im Sommer und ein Minimum im Winter, wogegen die umgekehrte Beziehung, Minimum im Sommer und Maximum im Winter, für die F_2 -Schicht gefunden wurde. 3. Die Zeit der maximalen ionischen Dichte wechselte mit den Jahreszeiten. Sie wurde im Winter gegen Mittag und im Sommer gegen Sonnenuntergang erreicht. — Eine Reihe von isoionischen Verteilungskarten für die vier Jahreszeiten ergänzen die mitgeteilten Ergebnisse. *Winckel.*

Georg Goubau. Zur Frage nach dem Zusammenhang zwischen den scheinbaren und wahren Reflexionshöhen in der Ionosphäre. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 44, 138—139, 1934, Nr. 4. Verf. hat in einer früheren Arbeit (Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 44, 17, 1934) eine Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Wellengruppe in der Ionosphäre und der Elektronenkonzentration abgeleitet. In die dabei verwendete Dispersionsformel geht ein Faktor a ein, der den Anteil angibt, den die Polarisation des Mediums zur mittleren elektrischen Kraft auf ein Elektron im elektromagnetischen Feld beiträgt. Dieser Faktor wurde zu $\frac{1}{3}$ angegeben. Da Zweifel bestehen, ob in einem Gas, in dem die Dispersion durch freie Ladungsträger bedingt ist, ein derartig rückwirkendes Dipolfeld entsteht, führt der Verf. $a = 0$ in die Formel ein und kommt zu dem Schluß, daß die Dispersionsformel in den beiden Fällen nur in einem kleinen Frequenzbereich, und zwar nur für den „außerordentlichen“ Strahl voneinander abweichende Resultate gibt. Wegen der starken Absorption des außerordentlichen Strahles in diesem Frequenzbereich wird diese Abweichung praktisch nicht in Erscheinung treten. *Fr. Heidenreich.*

Arthur Wagner. Kritische Bemerkungen zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung. (Nach Aufzeichnungen auf dem Hafelekar 2300 m.) Wiener Ber. 143 [2a], 533—561, 1934, Nr. 8/10. Vgl. diese Ber. S. 876. *Scheel.*

Arthur Wagner. Zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung (Erwidern auf die Entgegnung von V. F. Hess).

Wiener Anz. 1935, S. 113, Nr. 12. Die Entgegnung von Hess auf die Arbeit des Verf. nötigt ihn, auf die von ihm behandelten Fragen neuerlich einzugehen. Der Zweck seiner zitierten Arbeit bestand nicht in einer negativen Kritik, sondern in der Anregung zur kritischen Benutzung bestimmter Rechenmethoden. Die Erörterung der von Hess vorgebrachten Einwendungen ergibt eine völlige Bestätigung der Darlegungen in der früheren Arbeit des Verf. *Scheel.*

Josef A. Pribsch. Versuche über die Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m ü. d. M.). ZS. f. Phys. 95, 102—114, 1935, Nr. 1/2. Koinzidenzmessungen in Dreiecksschaltung wurden in Innsbruck (580 m) und auf dem Hafelekar (2300 m) zur Bestimmung der Abhängigkeit der Dreifachkoinzidenzen von der Dicke der streuenden Eisen- bzw. Bleischicht ausgeführt. Die gleichem Material entsprechenden Kurven weisen in beiden Höhen gleichen Abfall jenseits der Sättigungsdicke auf und ergeben den Absorptionskoeffizienten der Primärstrahlen zu $0,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. Die Absorption der weichen Sekundärstrahlen in Blei- und Eisenschichten (zwischen den Rohren) erfolgt nicht massenproportional, sondern zeigt größere Durchlässigkeit des Eisens. Die sich ergebenden Folgerungen werden besprochen mit Rücksicht auf die Geiger-Fünfersche Deutung der Sekundärstrahlen, desgleichen Versuche über Rückstreuung. *Kolhörster.*

W. Messerschmidt. Ionisationsmessungen zum Zusammenhang zwischen Ultrastrahlung und Nova Herculis. ZS. f. Phys. 95, 42—45, 1935, Nr. 1/2. Ionisationsmessungen mit einer vollkompensierten Druckapparatur nach Hoffmann in Halle während der Zeit vom 25. Januar bis 14. Februar 1935, in welcher die Nova Herculis von zweiter bis dritter Größenklasse der Helligkeit schien, ergaben für die Intensität der nur durch 3 cm Holzdach gefilterten, seitlich mit 10 cm Blei geschirmten Höhenstrahlung einen Strahlenüberschuß von 2,5 ‰ während 5 h vor bis nach Kulmination der Nova. In der Zeit vom 16. bis 25. März 1935 (Helligkeit der Nova 4 bis 5^m) ist dies Vormittagsmaximum wieder verschwunden und der Tagesverlauf wieder normal. Die Messungen lassen einen Einfluß der Nova auf die weiche Höhenstrahlung vermuten. *Kolhörster.*

A. K. Das. Nova Herculis and Cosmic Rays. Nature 136, 29—30, 1935, Nr. 3427. Mit einem Kolhörster-Apparat wurde die Intensität der Höhenstrahlung in Cambridge vom 14. Februar bis 4. März bei allseitiger Abschirmung, vom 4. bis 20. März bei oben offenem Panzer fortlaufend registriert. Das vorläufige Ergebnis scheint Kolhörsters Befund über die Strahlungszunahme durch die Nova Herculis zu bestätigen, wie die Tabellen 1 und 2 zeigen.

1. Allseitige Abschirmung. Mittlere Helligkeit — 3,3^m.

Zeit GMT	<i>J</i>	
13—19 ^h	1,561	Nova höchst 1,561 Nova tiefst 1,492
19— 1	1,477	
1— 7	1,546	
7—13	1,452	

Zunahme 4,5 ‰.

2. Panzer oben offen. Mittlere Helligkeit — 4,6^m.

Zeit GMT	<i>J</i>	
14—20 ^h	2,506	Nova höchst 2,506 Nova tiefst 2,449
20— 2	2,449	
2— 8	2,440	
8—14	2,457	

Zunahme 2,3 ‰.

Nach Tabelle 3 scheint ein Sonneneinfluß nicht vorzuliegen.

3.	Allseitiger Panzer		Oben offener Panzer	
	9—15 ^h	1,486 <i>J</i>	9—15 ^h	2,473 <i>J</i>
	21— 3	1,489	21— 3	2,472

Kolhörster.

C. Białobrzewski and I. Adamczewski. Cosmic Ray Bursts in Liquid Dielectrics. *Nature* **136**, 109, 1935, Nr. 3429. Ein zylindrisches Ionisationsgefäß, das mit sorgfältig gereinigtem Hexan (C_6H_{14}) mit einer Leitfähigkeit von $2,3 \cdot 10^{-19} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ gefüllt war, wurde mit einem Quadrantelektrometer zur Registrierung von Schauern benutzt. Bei ungeschirmter Ionisationskammer konnten 2 in 11,7 h, bei 5 cm Blei geschirmter 37 in 13 h beobachtet werden. Die angewandte Betriebsspannung von 1800 Volt war bei der mittleren Beweglichkeit der Ionen in Hexan ($5 \cdot 10^{-4} \text{cm/sec/Volt/cm}$) zur Sättigung noch nicht ausreichend. *Kolhörster.*

Arthur H. Compton and Ivan A. Getting. An Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays. *Phys. Rev.* (2) **47**, 817—821, 1935, Nr. 11. (Vgl. *Nature* **135**, 695, 1935.) Aus astronomischen Daten folgt, daß die Erde sich mit 300 km/sec gegen $\alpha = 20^h 40^m$, $\delta = 47^\circ \text{N}$, hauptsächlich infolge der Drehung der Milchstraße, bewegt. Hiernach sollte die Intensität der Höhenstrahlen in Seehöhe eine Sternzeitperiode mit einem Maximum bei $20^h 40^m$ Sternzeit und eine Amplitude von 0,1 % aufweisen. Die Hefelekardaten von Hess und Steinmaurer zeigen diese Periode, die Messungen von Steinke (*ZS. f. Phys.* **42**, 570, 1927) anscheinend auch, nicht dagegen die späteren (*ZS. f. Phys.* **64**, 48, 1930). Bestätigt sich die Periode, so wäre daraus zu folgern, daß die Höhenstrahlen weit außerhalb der Milchstraße entstehen. Weitere Erklärungsmöglichkeiten werden besprochen. *Kolhörster.*

M. Ackemann. Untersuchung von Sekundäreffekten der kosmischen Ultrastrahlung bei großen Bleidicken. *ZS. f. Geophys.* **11**, 154—156, 1935, Nr. 3. (Vortrag Tag. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.) Eine Zweifachkoinzidenz-Anordnung, bei der beide Zählrohre parallel in der Horizontalebene unter Blei (bis 20 cm) liegen, dient zur Untersuchung der Sekundäreffekte der Höhenstrahlung. Außer dem bekannten Koinzidenzmaximum bei 1 bis 2 cm Blei ergibt sich ein zweites bei etwa 17 cm. Aus dieser Lage der Maxima wird auf zwei Komponenten der Primärstrahlung geschlossen und deren Massenschwächungskoeffizient zu 10 bis $20 \cdot 10^{-8}$ bzw. 2 bis $3 \cdot 10^{-8} \text{cm}^2/\text{g}$ geschätzt. *Erwin Mielnickel.*

M. Ackemann. Ein neuer Sekundäreffekt der kosmischen Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **94**, 303—316, 1935, Nr. 5/6. Berichtigung ebenda S. 816, Nr. 11/12. Der vorläufigen Mitteilung über die gleiche Untersuchung (*Naturwiss.* **22**, 169, 1934) wird eine Diskussion der Meßmethoden und der Ergebnisse angefügt. Zwei Zählrohre, deren Charakteristik in Abhängigkeit von Bauart, Gasdruck, Temperatur und Alterung besprochen wird, sind nebeneinander unter Bleibarren angeordnet, so daß primäre Koinzidenzen gegenüber den durch Sekundärstrahlen aus dem Blei erzeugten selten sind. Zur Zählung der Koinzidenzen und der Einzelstöße dient die Hummelsche (*ZS. f. Phys.* **70**, 765, 1931) und eine etwas modifizierte B o t h e s c h e Schaltung (*ZS. f. Phys.* **59**, 1, 1929). Mit beiden Anordnungen ergibt sich in hinreichender Übereinstimmung (Differenz der Koinzidenzzahlen etwa 6 %), daß die Koinzidenzen zunächst, dem Befund von F ü n f e r (*ZS. f. Phys.* **83**, 92, 1933) entsprechend, eine Höchstzahl bei einer Bleidicke von 2 cm besitzen, dann aber zu einem zweiten Maximum bei 18 cm Blei ansteigen. Verf. versucht, diesen Kurvenverlauf unter Annahme zweier Höhenstrahlungs-

komponenten verschiedener Härte zu deuten. Deren Absorptionskoeffizient wäre allerdings mit der Regenerschen Komponentenzerlegung (Phys. ZS. 34, 306, 1933) schwer in Einklang zu bringen.

Erwin Miehltnickel.

M. Pahl und R. Hosemann. Untersuchung schwach radioaktiver Elemente unter Ausschaltung der Ultrastrahlung. Naturwissensch. 23, 318—319, 1935, Nr. 20. Die Mitwirkung der Höhenstrahlung bei der durch Neutronen und γ -Strahlen erzeugten künstlichen Radioaktivität wurde durch Zählrohrmessungen im Kalibergwerk in einer Schicht nicht radioaktiven Gesteins (Steinsalz und Ton, 800 m Tiefe) geprüft. Samarium zeigt innerhalb der Meßgenauigkeit von 5 % dieselbe Aktivität (88α -Teilchen $\cdot g^{-1} \cdot sec^{-1}$) wie im Freiburger Institut. Ebenso fanden sich bei Kalium und Rubidium keine Veränderungen. Das Verhältnis der natürlichen Zahlen eines Aluminium- und eines Messingzählers blieb das gleiche. Auch für die geringe natürliche Aktivität des Aluminiums ist also die Höhenstrahlung nicht verantwortlich. *Erwin Miehltnickel.*

Fritz Rieder. Wilsonkammerstudien der Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m) bei Innsbruck. Wiener Ber. 143 [2a], 499—502, 1934, Nr. 8/10. Mit einer neuen, fast eisenfreien Wilson-Apparatur wurden in einem sehr homogenen Magnetfeld von 1500 Gauß 160 Elektronenbahnen photographiert. Nach Flugrichtung und Krümmungssinn sind 31 davon positiv, 34 negativ, die übrigen zweifelhaft. Auf 25 Aufnahmen waren mehrere Bahnen, auf einer ein Schauer von sieben Teilchen zu sehen. Die Bestimmung des Krümmungsradius an 98 Spuren ergab 34 Elektronen von mehr als 10^7 e-Volt, im übrigen eine komplizierte Geschwindigkeitsverteilung. Schließlich wurden Spuren schwerer Korpuskeln beobachtet, deren Reichweiten zwischen 0,6 und 5,5 cm Normalluft liegen.

Erwin Miehltnickel.

Robert A. Millikan and H. Victor Neher. Equatorial longitude effects on cosmic rays. Proc. Nat. Acad. Amer. 21, 313—315, 1935, Nr. 6. Fast gleichzeitig mit Clay haben auch die Verff. den Längeneffekt der Höhenstrahlung bei Fahrten zwischen Los Angeles und Mollendo (Peru) und auf ihrer Weltreise entdeckt. Es wird auf die Bedeutung dieses Effektes für das Studium der Struktur des erdmagnetischen Feldes in größeren Höhen hingewiesen. Weitere Fahrten zwischen Los Angeles und Sydney, zwischen Mollendo und Liverpool um Südamerika und rund um die Welt sowie Registrieraufstiege in Peru, auf den Philippinen, auf Java und in Singapore sind im Gange. Nach den bisherigen Ergebnissen beträgt der Breiteneffekt an der Westküste Südamerikas 8 %, im westlichen Pazifik 10 %, bei Singapore/Batavia 12 %, im Atlantik wieder 8,5 %. Der exponentielle Anstieg der Strahlungsintensität mit der Höhe bestätigt nach Ansicht der Verff. ihre Photonenhypothese. Diese Ansicht müßte revidiert werden, wenn die Aufstiege über den Philippinen entsprechend dem Befund von Clay kleinere Höhenintensitäten ergeben sollten.

Erwin Miehltnickel.

Richard Hilgert. Vergleichende Messungen an Ultra- und γ -Strahlen mit Ionisationskammer und Zählrohr. ZS. f. Phys. 93, 589—610, 1935, Nr. 9/10. Mit Ionisationskammer und Zählrohr gleicher Dimensionierung und praktisch gleichen Wandmaterials werden Parallelmessungen an Höhenstrahlung und Radium- γ -Strahlung durchgeführt. In der Ionisationskammer hängt die Ionisation durch Höhenstrahlung in der gleichen Weise vom Fülldruck ab wie die durch γ -Strahlung; bei konstantem Druck ist dabei die Ionisierungsstärke der Strahlungsintensität proportional. Dagegen ändert sich beim Zählrohr das Verhältnis von Intensität und Stoßzahl mit der Intensität um einige Prozent. Die Differenz zwischen Drei- und Zweifachkoinidenzen bei vertikaler Anordnung gepanzerter Zählrohre (Quotient 0,69) wird durch Mehrfachstrahlen erklärt. Bei oben

offenem Panzer ergibt sich der Quotient zu 0,78, ohne jede Panzerung zu 0,94. Die wirkliche Empfindlichkeit des Zählrohres dürfte also in Übereinstimmung mit der Schätzung von Geiger und Müller (Phys. ZS. 30, 489, 1929) und den Ergebnissen von Bothe und Kolhörster (ZS. f. Phys. 56, 751, 1929) kaum von 1 abweichen. Unter der Annahme geradliniger Einzelstrahlen wird ohne Rücksicht auf Sekundärstrahlen die spezifische Ionisation in bekannter Weise errechnet. Sie hängt stark von den Versuchsbedingungen ab und liegt bei den gewöhnlichen Anordnungen zwischen 102 und 152 Ionenpaaren/cm. Durchweg treten Übergangseffekte bei Zählrohrmessungen weniger stark hervor als bei Ionisationsmessungen, selbst bei 50 cm Absorberabstand. Der Winkel zwischen den einzelnen Strahlen eines Schauers ist also relativ klein. Die Übergangseffekte können eine zu schwache — in dünnen Schichten leichter Stoffe (Al) sogar „negative“ — Absorption und damit eine zu kleine spezifische Ionisation vortäuschen. Die hohe spezifische Ionisation, die sich für Sekundärstrahlen von Ra- γ -Strahlung ergab (154 Ionenpaare/cm), wird durch Elektronenumwege erklärt. Es bestätigt sich also, daß ein kritikloser Vergleich von Messungen mit Ionisationskammer und Zählrohr wegen deren verschiedener Arbeitsweise zu Fehlschlüssen führt.

Erwin Miehlnickel.

Pierre Auger et Albert Rosenberg. Absorption et effets secondaires des rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 229—232, 1935, Nr. 5. Mit einer Dreifachkoinzidenz-Anordnung in „Wiegenform“ (Rossi) erhält man unter Bleischichten wachsender Dicke bekanntlich ein Ansteigen der Koinzidenzen bis etwa 17 cm Blei und anschließend langsamen Abfall. Der erste Teil dieser Kurve stellt eine Anreicherung an Schauern dar, der zweite (nach Überschreiten der Schauerreichweite) die Schwächung der erzeugenden Strahlung. Führt man denselben Versuch mit 380 kg Kohle über der Anordnung aus, so erhöhen sich alle Werte; überdeckt man die Kohle schließlich mit 2 cm Blei, so sinken sie unter die Ausgangskurve. Umkleidet man das unterste Zählrohr mit 1 cm Blei, so wird die Koinzidenzzahl im ersten und dritten Falle stark, im zweiten dagegen wenig reduziert. Daraus ist zu schließen, daß maßgebend für die Schauerbildung eine weiche Komponente der Primärstrahlung ist, die durch 60 cm Kohle wenig, durch 2 cm Blei dagegen sehr stark geschwächt wird. Bestätigt wird dieses charakteristische Verhalten durch eine Messung in vertikaler Zählrohranordnung: Fe und Cu schwächen die Gesamtstrahlung in dünnen Schichten fast ebenso stark wie Hg und Pb. Erst nach 2 cm Schichtdicke trennen sich die Schwächungskurven in der bekannten Weise. Beginnt man hinter 10 cm Cu mit der Einschaltung von Bleischichten, so sinkt die Schwächungskurve (ohne Übergangseffekte) schnell bis zur Bleikurve herab. Wenn also die Schwächung der harten Primärkomponente massenproportional erfolgt, so muß die der weichen (schauerbildenden) stark von der Ordnungszahl des Absorbers abhängen.

Erwin Miehlnickel.

Pierre Auger et François Bertin. Analyse du rayonnement corpusculaire cosmique sous un écran de 8 m de sol. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 253—254, 1935, Nr. 6. In 8,50 m Bodentiefe wird mit einer Dreifachkoinzidenz-Anordnung bei sehr geringer Zahl von Zufallskoinzidenzen (1 in 15 Std.) die Schwächungskurve der Gesamtstrahlung bis 20 cm Blei aufgenommen. Extrapolation auf Schichtdicke 0 ergibt für die weiche (schauerbildende) Komponente nur noch 7 % Anteil. Der Massenschwächungskoeffizient wird für diese Komponente im Boden auf einige 10^{-3} cm²/g, im Blei auf $35 \cdot 10^{-3}$ cm²/g geschätzt. In „Wiegenanordnung“ können keine Schauer festgestellt werden. Die energiereichen Korpuskeln der weichen Höhenstrahlungskomponente werden also bereits in der Bodenschicht fast völlig absorbiert.

Erwin Miehlnickel.

Pierre Auger et Paul Ehrenfest, jr. Clichés de rayons cosmiques obtenus avec une chambre de Wilson-Blackett dans des conditions spéciales. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 255—256, 1935, Nr. 6. Mit einer neugebauten Wilson-Kammer wurde auf dem Jungfrauojoch (3500 m, Steuerung durch Zwei- und Dreifachkoinzidenzen zwecks Auffindung multipler Bahnen), in Paris in Bodenhöhe (Steuerung durch Zwei- bzw. Vierfachkoinzidenzen unter verschiedenartiger Einschaltung von 50 cm Blei) und im Keller (8,50 m Bodentiefe, Steuerung durch Zwei- bzw. Dreifachkoinzidenzen) gearbeitet. Die Aufnahmen bestätigen die Arbeitshypothese der Verff. von der Existenz zweier korpuskularer Primärkomponenten, deren weichere die multiplen Bahnen bildet. Auf dem Jungfrauojoch wurden in einem Schauer 300 sichtbare Spuren gezählt, deren Gesamtzahl auf mehr als 5000 geschätzt wird. Derartige Schauer könnten die bei Hoffmannschen Stößen übergehenden Ionenmengen liefern.

*Erwin Miehl*nickel.

Pierre Auger et Louis Leprince-Ringuet. Analyse du rayonnement cosmique en haute altitude. C. R. 199, 785—787, 1934, Nr. 17. Es werden Ionisationsmessungen der Höhenstrahlung auf der Terrasse des Laboratoriums am Jungfrauojoch und in einem Raum gemacht, der 4 m unter der Oberfläche in den Gletscher eingesprengt war. Die Verff. arbeiten nach einer früher beschriebenen Methode (Journ. de phys. 5, 193, 1934) mit dreifacher Zählrohrkoinzidenz, und zwar in der Vertikalen zur Bestimmung der Härte der Strahlung und im Dreieck zur Messung der Schauer. Die Verff. unterscheiden eine harte und eine weiche Komponente und finden, daß die harte Komponente in der Gletscherhöhle gleich der im Meeresniveau 70 % der Gesamtstrahlung ausmacht, während sie auf der Terrasse nur 52 % beträgt. Die Abnahme der Schauer ist die gleiche wie die der weichen Komponente. Es wird daraus geschlossen, daß möglicherweise eine starke absorbierbare γ -Strahlung als Primärstrahlung für die Schauer verantwortlich gemacht werden muß.

Fr. Heidenreich.

Pierre Auger, Louis Leprince-Ringuet et Paul Ehrenfest. Absorption de la fraction molle du rayonnement corpusculaire cosmique. C. R. 200, 1747—1749, 1935, Nr. 21. Durch Zählung der Koinzidenzen von drei Zählrohren in vertikaler Anordnung wird die Schwächung der weichen Höhenstrahlungskomponente in vier Metallen bis 22 cm Dicke untersucht. Unter Annahme eines konstanten Massenschwächungskoeffizienten von $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$ für die harte Komponente läßt sich der atomare Schwächungskoeffizient $\mu/\rho \cdot A$ der weichen in der Form $2,6 \cdot Z + 0,058 \cdot Z^2$ (A = Atomgewicht, Z = Ordnungszahl) darstellen:

	μ cm ⁻¹	$\mu/\rho \cdot A \cdot 10^2$ gemessen	$2,6 \cdot Z + 0,058 \cdot Z^2$ berechnet
Blei	0,35	620	604
Zinn	0,17	270	275
Kupfer	0,17	120	124
Aluminium	0,046	46	44

Der lineare Term wird der Wirkung von Hüllelektronen zugeschrieben (Erzeugung von Ionen und Sekundärstrahlen), der quadratische dem Einfluß des Kernfeldes (Bildung harter Photonen und vielleicht durch Materialisation Schauer). Dieses Ergebnis läßt in der weichen Komponente Elektronen vermuten, in der harten dagegen, für die der quadratische Term keine Rolle spielt, schwerere Teilchen.

*Erwin Miehl*nickel.

Pierre Auger. Sur la nature des rayons cosmiques. Journ. chim. phys. 32., 342—343, 1935, Nr. 5. [Soc. chim. phys.] Die Gesamtheit der bekannten Höhenstrahlungseffekte läßt sich nicht durch eine einzige korpuskulare Primär-

komponente erklären. Andererseits sind die Messungen der magnetischen Steifigkeit und des Durchdringungsvermögens schwer in Einklang zu bringen. Es wird deshalb eine dualistische Theorie entwickelt, die zwei primäre Komponenten großer Energie, aber verschiedener Absorbierbarkeit annimmt. Danach besteht die Primärstrahlung beim Eintritt in die Erdatmosphäre aus Elektronen und schwereren Partikeln, deren Massenschwächungskoeffizienten bei $5 \cdot 10^{-3}$ bzw. $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$ liegen. In Stoffen kleiner Ordnungszahl, aber hoher Dichte (Wasser, Boden) entstehen bei massenproportionalen Energieumsätzen an nahe benachbarten Orten multiple Strahlen (Schauer). Sehr verschieden verhalten sich beide Komponenten beim Durchgang durch schwere Elemente (Blei). Die härtere wird auch hier massenproportional geschwächt, dagegen werden die Korpuskeln der weicheren durch die starken Kernfelder abgebremst. Die dabei erzeugten weichen Photonen geben Anlaß zu den typischen Schauern, wie sie das Maximum der Rossischen Kurve bedingen. Hinter 6 cm Blei ist die Wirkung der weichen Komponente verschwunden, es bleibt nur der langsame Abfall der durch die harte erzeugten multiplen Strahlen. Die Konsequenzen dieser Theorie für die Schwächung der Gesamtstrahlung in Blei und in leichteren Stoffen — wie Kupfer — werden erörtert.

*Erwin Miehl*nickel.

Arthur H. Compton. An attempt to analyse cosmic rays. Proc. Phys. Soc. 47, 747—773, 1935, Nr. 4 (Nr. 261). Verf. geht von dem Grundversuch von Bothe und Kolhörster über die Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlung aus und bespricht die verschiedenen Deutungsversuche. Millikans Annahme einer primären Photonenstrahlung, die als Sekundäre gleichgerichtete Korpuskeln mit sich führt, wird durch die Wilson-Aufnahmen Andersons und die Dreifachkoinzidenzmessungen Rossis widerlegt. Diese Messungen von Rossi und die von Hsiong sprechen auch gegen die Wirksamkeit einzelner, energiereicher Sekundärkorpuskeln. Es bleibt damit bei der Erklärung von Bothe und Kolhörster, daß die primäre Höhenstrahlung selbst geladene Teilchen enthält. Im Gegensatz zu den koinzidierenden Strahlen handelt es sich bei den schauerbildenden um Photonen. Die Korpuskelnatur der Primärstrahlung beweist ferner der von Bothe und Kolhörster vorhergesagte und von Clay experimentell gefundene Breiteneffekt. Extrapoliert man die Messungen des Breiteneffekts in größeren Höhen und nimmt den auch am Äquator noch vorhandenen Azimutaleffekt hinzu, so wäre weniger als 1 % der primären Höhenstrahlung beim Eintritt in die Erdatmosphäre elektrisch neutral. Die schauerbildende Photonenstrahlung kann demnach nur durch eine (weiche) Komponente der korpuskularen Primärstrahlung erzeugt sein. In derselben Richtung liegen Folgerungen aus den Tiefenkurven. Ein Vergleich der Minimalenergie für verschiedene Breiten mit den vorliegenden Meßergebnissen läßt vermuten, daß es sich bei der Primärstrahlung um Teilchen definierter Reichweite handelt, und zwar nach dem Verlauf des Breiteneffekts und den Höhenkurven um drei Gruppen: α -Teilchen, Protonen und Elektronen (nach dem Betrage des Azimutaleffekts zu fast gleichen Teilen Positronen und Negatronen). Daß Protonen sich auf Wilson-Aufnahmen noch nicht gefunden haben, wird auf ihre große Reichweite zurückgeführt. Wegen zahlreicher in die Rechnung eingehender Fehler, vor allem der Unkenntnis über den Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite schneller Korpuskeln, bleibt diese Analyse trotz aller Sorgfalt vorerst ein Versuch.

*Erwin Miehl*nickel.

J. Clay and P. H. Clay. The transformations of cosmic radiation in matter. Physica 2, 551—556, 1935, Nr. 6. Aus Dreifachkoinzidenzmessungen in der gleichen Dreiecksschaltung haben verschiedene Autoren gegensätzliche Schlußfolgerungen gezogen. Übereinstimmend ergab sich die Koinzidenzzahl am

größten mit Blei über allen drei Zählrohren, kleiner mit Blei zwischen dem obersten und den übrigen Rohren, am kleinsten ganz ohne Blei. Nach Rossi (ZS. f. Phys. 82, 151, 1933) bedeuten diese Dreifachkoinzidenzen das gleichzeitige Auftreffen einer Höhenstrahlkorpuskel und eines von ihm ausgelösten Sekundärteilchens, nach Johnson (Phys. Rev. 44, 241, 1933) folgt daraus, daß die meisten der intermediären Strahlen ionisieren, während schließlich Geiger und Fünfer (ZS. f. Phys. 83, 92, 1933) im Gegenteil schließen, daß die schauererzeugende Strahlung nicht ionisiert. Um zu beweisen, daß es sich tatsächlich um eine nicht-ionisierende Strahlung handelt, wurden die Korpuskeln, die auf ein Bleistück fallen, und die aus diesem gleichzeitig austretenden Sekundärstrahlen gezählt. Da eine Beziehung zwischen beiden Zahlen nicht gefunden wurde, wird auf eine intermediäre Photonenstrahlung geschlossen. Diese muß aber härter sein als diejenige, die nach den Beobachtungen der Verff. eine Korpuskularstrahlung in den Wänden von Ionisationskammern auslöst. Die Reichweite dieser Korpuskeln ist nur etwa $\frac{1}{10}$ der von den genannten Autoren beobachteten. Anschließend wird eine Zusammenstellung des Energieumsatzes der Höhenstrahlung in den unteren Atmosphärenschichten gegeben, die in großen Zügen der von Geiger und Fünfer entspricht: 1. Primäre Korpuskularstrahlung, 1 bis $200 \cdot 10^6$ e-Volt; 2. Ultragamma-Photonenstrahlung, 10^7 bis 10^{10} e-Volt; 3. Sekundäre Korpuskularstrahlung (Schauer), 10^6 bis 10^9 e-Volt; 4. Gamma-Photonenstrahlung, 10^6 bis 10^7 e-Volt; 5. Korpuskuläre Endstrahlung, bis 10^7 e-Volt. *Erwin Miehl*nickel.

J. Clay and H. R. Woltjer. Diurnal variation of cosmic rays. *Physica* 2, 582—584, 1935, Nr. 6. Die Registrierungen in Bandoeng (7° geogr. Br. S) unter 9 cm Blei ergaben bei 0,05 % Genauigkeit eine Amplitude der Sternzeitperiode der Höhenstrahlung unter 0,1 % und keine merkliche Intensitätserhöhung durch die Nova Herculis. Die Nova könnte jedoch zu den weicheeren korpuskulären Komponenten ($< 10^{10}$ e-Volt) beigetragen haben. Die Strahlungsperiodizität nach Sonnenzeit ist angedeutet. *Erwin Miehl*nickel.

J. Clay. Comparison of the decrease of intensity of the primary cosmic radiation in different materials. *Physica* 2, 645—649, 1935, Nr. 7. Verf. vergleicht seine eigenen Schwächungsmessungen in Luft, Wasser, Eisen und Blei sowie die entsprechenden von Kramer (ZS. f. Phys. 85, 411, 1933), Tielsch (ZS. f. Phys. 92, 588, 1935) und Regener (ZS. f. Phys. 74, 433, 1933) hinsichtlich der Abhängigkeit der Schwächung vom Absorbermaterial. Mit abnehmender geomagnetischer Breite ändert sich entsprechend der Härtung der Primärstrahlen die Schwächung in dünnen Schichten, gleicht sich aber mit wachsender Schichtdicke an. In der gleichen geomagnetischen Position läßt sich die Strahlenschwächung in verschiedenen Materialien weder auf Massendichte, noch auf Elektronendichte beziehen. *Erwin Miehl*nickel.

J. Clay. Absolute intensity of cosmic rays. Additional Note to „Ionisation by Cosmic and Radioactive Radiation at Different Gas Pressures etc.“ *Physica* 2, 650—651, 1935, Nr. 7. Zu der genannten Veröffentlichung (*Physica* 2, 111, 1935) wird bemerkt, daß bei starker Schwächung der radioaktiven Strahlung auch die Höhenstrahlung als Ionisator zu berücksichtigen ist, was zu besserer Übereinstimmung der Meßresultate führt. Ziel weiterer Versuche ist die Ausschaltung des Wandeffekts in der Ionisationskammer. *Erwin Miehl*nickel.

W. F. G. Swann and G. L. Locher. Measurements of the Angular Distribution of Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere with Geiger-Müller Counters. *Phys. Rev.* (2) 47, 326, 1935, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Registrierungen bei dem Fluge von Piccard

und dem der National Geographic Society-U. S. Army in Höhen von 53 000 bzw. 40 000 Fuß werden ausgewertet. Die Apparatur bestand in beiden Fällen aus 16 als Dreifachkoinzidenz-Anordnungen ausgebildeten Höhenstrahlungs-, Teleskopen“, die um 0, 30, 60 und 90° gegen die Vertikale geneigt waren (insgesamt 178 Zählrohre). Während des Fluges von Piccard wurde außerdem die Gesamtstrahlung mit Zweifachkoinzidenzen gemessen. Die Auswertung ergibt folgendes: 1. Die Vertikalintensität ist in 40 000 Fuß Höhe etwa 39, in 53 000 Fuß Höhe etwa 60 mal so groß wie im Meeresniveau. 2. Die Horizontalintensität ist im Meeresniveau gegen die Vertikalintensität zu vernachlässigen, in 40 000 Fuß Höhe beträgt sie dagegen 20 %, in 53 000 Fuß Höhe 50 % der letzteren (Einfluß des magnetischen Erdfeldes auf sekundäre Korpuskeln?) 3. Die Ionisierungsstärke in der Ionisationskammer steigt mit der Höhe weit stärker als die mit Zählrohren gemessene Intensität, was auf zunehmende Mitwirkung schwerer Kerntrümmer hoher spezifischer Ionisation zurückgeführt wird. 4. In der Horizontalen sind keine abgelenkten Strahlen gleichzeitig mit den primären festzustellen.

*Erwin Miehl*nickel.

Thomas H. Johnson. Evidence for a Positron-Negatron Component of the Primary Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 318—319, 1935, Nr. 4. Mit drei Zählrohren in Dreiecksanordnung wird hinter 1.2 cm Blei die Intensität der schauererzeugenden Strahlung gemessen und mit der vertikal einfallenden Strahlung verglichen. Das Verhältnis beider Intensitäten wächst mit der Höhe; mit wachsender geomagnetischer Breite (28 bis 50°) nimmt es in Seehöhe ab, bleibt in größeren Höhen (bis 4300 m) dagegen konstant. Im letzten Falle sind also die Schauer durch Primärstrahlen verursacht, die durch das Erdfeld in derselben Weise abgelenkt werden wie die gesamte Vertikalstrahlung; in Seehöhe sind demgegenüber energiereiche Strahlen wirksam, die schwächer abgelenkt werden. Nach weiteren Messungen auf dem Nevado de Toluca (4300 m, 29° geomagn. Br., Mexiko) ist die schauererzeugende Strahlung fast symmetrisch in bezug auf die Meridianebene gegenüber einer Asymmetrie der Gesamtstrahlung von 10 bis 13 %. Daraus wird geschlossen, daß die schauererzeugende Strahlung zu gleichen Teilen aus Positronen und Negatronen, die asymmetrisch einfallende Strahlung dagegen aus Protonen besteht. Eine Mitwirkung der Protonen an der Schauerproduktion würde die immerhin vorhandene und in Seehöhe am Äquator stärkere Schauerasymmetrie erklären.

*Erwin Miehl*nickel.

Thomas H. Johnson. North-South Asymmetry of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 326, 1935, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) In 14 000 Fuß Höhe wurde in Mexiko (29° geomagn. Br. N) die Nord-Süd-Asymmetrie der Höhenstrahlungsintensität untersucht. Es ergab sich ein Überschuß der aus Süden gegenüber den aus Norden einfallenden Strahlen, der mit dem Zenitwinkel wächst. Dieses Verhalten erklärt sich aus der Theorie der Ablenkung geladener Teilchen im magnetischen Erdfeld nach Lemaître und Vallarta unter Berücksichtigung des Erdschattens.

*Erwin Miehl*nickel.

E. C. Stevenson and Thomas H. Johnson. Coincidence Counter Studies of the Variation of Intensities of Cosmic-Ray Showers and Vertical Rays with Barometric Pressure. Phys. Rev. (2) 47, 578—580, 1935, Nr. 8. Mit drei Bündeln zu je drei Zählrohren werden in 100 m Seehöhe die aus Blei austretenden Schauer gemessen. Es stellt sich heraus, daß die Koinzidenzzahl angenähert dem Luftdruck antiparallel läuft. Aus einer vierwöchigen Meßreihe wird der Koeffizient des Barometereffekts zu $0,00542 \pm 0,00027 \cdot \text{mm}^{-1} \text{ Hg}$ errechnet. Das entspricht $0,41 \cdot \text{m}^{-1} \text{ H}_2\text{O}$ und stimmt mit dem aus Messungen in verschiedenen Höhen gewonnenen Wert 0,5 überein. Bei verti-

kaler Anordnung der Zählrohrbündel ergab sich demgegenüber der Koeffizient für vertikal einfallende Strahlung zu $0,00362 \pm 0,00044 \cdot \text{mm}^{-1} \text{Hg} \approx 0,28 \cdot \text{m}^{-1} \text{H}_2\text{O}$ (Bowen, Millikan und Neher, Phys. Rev. 44, 264, 1933, geben $0,325 \cdot \text{m}^{-1} \text{H}_2\text{O}$ an). Wird ein Zählrohrbündel aus der Vertikalen herausgerückt, so erhält man für das Verhältnis von Dreifach- und Zweifachkoinzidenzen den Koeffizienten zu $0,0019 \pm 0,00079 \cdot \text{mm}^{-1} \text{Hg}$, also etwa gleich der Differenz der Koeffizienten für Schauer und für vertikale Strahlen allein. Daraus ist zu schließen, daß die Schauer erzeugt werden entweder durch eine weiche Komponente der Primärstrahlung, die bei höherem Druck stärker geschwächt wird, oder durch eine primäre Korpuskularstrahlung, die bei niederem Druck infolge erhöhter Durchschnittenenergie mehr Schauer bilden kann (vgl. Swann, Phys. Rev. 46, 828, 1934; 47, 250, 1935).

Erwin Miehlnickel.

W. H. Pickering. A Note on the Production of Cosmic-Ray Showers. Phys. Rev. (2) 47, 423, 1935, Nr. 5. In einem Tunnel in Pasadena wurden mit einer Dreifachkoinzidenz-Anordnung die in Blei ausgelösten Schauer bis zu Tiefen von 10 m Wasseräquivalent gemessen. Die Schauer nehmen mit der Dicke der durchstrahlten Bodenschicht schneller ab als die senkrecht einfallende Primärstrahlung. Daraus wird geschlossen, daß die schauerbildende Strahlung weicher sein muß als die Höhenstrahlung (im Mittel). Ferner ergibt sich, daß die optimale Bleidicke (für größte Schauerzahl) mit der Tiefe stark abnimmt.

Erwin Miehlnickel.

J. E. I. Cairns. Production of Induced Radioactivity by the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 631, 1935, Nr. 8. Bei Berichtigung eines Rechenfehlers in der Schätzung der statistisch zu erwartenden Anzahl von Doppelstößen (Phys. Rev. 47, 194, 1935) ergibt sich diese zu etwa 11 bzw. 4 in guter Übereinstimmung mit der beobachteten (14 bzw. 5).

Erwin Miehlnickel.

J. H. Sawyer, Jr. Shower Producing Cosmic-Ray Primaries. Phys. Rev. (2) 47, 635, 1935, Nr. 8. Nach früheren Überlegungen (Phys. Rev. 44, 249, 1933) werden die Schauer in schweren Stoffen ausgelöst durch Sekundärstrahlen, die ihrerseits durch primäre Höhenstrahlung in leichten Elementen erzeugt sind. Zur Messung der Härte dieser Primärstrahlung diente eine Dreifachkoinzidenz-Anordnung, über der sich Blei in veränderlicher Stärke und unter diesem ein Paraffinblock befanden. Zwischen dem obersten und den beiden anderen Zählrohren lag das die Schauer liefernde Blei. Bei Wegnahme des Paraffins sank die Koinzidenzzahl von 22,5 auf 20,3 pro Stunde infolge des Ausfalls an Sekundärstrahlung. Aus der Abnahme der Koinzidenzzahl mit wachsender Bleimasse über dem Paraffin folgte ein exponentielles Schwächungsgesetz für die Primärstrahlen mit einem Schwächungskoeffizienten von $0,50 \cdot \text{cm}^{-1}$ Blei, während Johnson (Phys. Rev. 45, 569, 1934) und Montgomery (Phys. Rev. 47, 339, 1935) die Werte $0,50$ bzw. $0,90 \cdot \text{m}^{-1}$ Wasser erhielten, was bei dichte proportionaler Umrechnung unvereinbar ist. Der Bleiabsorber wurde deshalb durch Aluminium ersetzt und der Schwächungskoeffizient nunmehr zu $0,022 \cdot \text{cm}^{-1}$ Aluminium entsprechend $0,82 \cdot \text{m}^{-1}$ Wasser bestimmt. Aus der somit erhaltenen guten Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Montgomery und von Pickering (Phys. Rev. 47, 423, 1935) schließt Verf., daß der Schwächungskoeffizient der mittelbar schauerbildenden Primärstrahlung der Absorberdichte nicht proportional ist.

Erwin Miehlnickel.

M. S. Vallarta. On the Longitude Effect of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 647—651, 1935, Nr. 9. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 800, Nr. 10. Verlegt man den dem magnetischen Erdfeld äquivalenten Dipol in das von A. Schmidt (ZS. f. Geophys. 2, 38, 1926) berechnete erdmagnetische Zentrum

(300 km vom Mittelpunkt des Geoids bei 10° N und 168° E geogr. gelegen), so reduzieren sich die das Erdfeld darstellenden Legendre-Polynome auf zwei Terme erster bzw. zweiter Ordnung. Infolge der durch verschiedene Entfernung vom magnetischen Zentrum bedingten Veränderlichkeit des Öffnungswinkels des „erlaubten Kegels“ ist auch die Gesamtintensität längs eines geomagnetischen Breitenkreises verschieden (Longitudinaleffekt). Nimmt man außerhalb der Atmosphäre die Zahl der Teilchen bestimmter Energie mit dieser exponentiell fallend an, so läßt sich die längs des geomagnetischen Äquators sowie in 10 und 20° Br. zu erwartende Strahlungsintensität berechnen. Man erhält eine in bezug auf den geomagnetischen Meridian 120° W symmetrische, in bezug auf den geomagnetischen Äquator asymmetrische Intensitätsverteilung, die ausgezeichnet mit den Messungen von Clay, van Alphen und t'Hooft (Physica 1, 829, 1934), schlecht mit denen von Millikan und Neher (Phys. Rev. 47, 205, 1935) übereinstimmt. Der Einfluß der Strahlungsschwächung in der Atmosphäre auf die Meßergebnisse soll unter Berücksichtigung der zugehörigen Atmosphärendicke (Äquatorialwulst) später eingerechnet werden, dürfte aber keine wesentliche Änderung bringen.

*Erwin Miehl*nickel.

R. H. Woodward and J. C. Street. Production and Absorption of Cosmic-Ray Showers. Phys. Rev. (2) 47, 800, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit einem Zählrohrbündel wurden Zahl und Absorbierbarkeit der in Blei ausgelösten Schauer gemessen. Im Gegensatz zu der allgemein angenommenen definierten Reichweite von 1,5 cm Blei finden die Verff. eine stärkere, exponentielle Abnahme der Schauerzahl mit der Absorberdicke. Bei Berücksichtigung der Eigenabsorption ergibt sich ein Anstieg der Intensität der erzeugenden Strahlung bis 1 cm Blei und anschließend nahezu exponentieller Abfall.

*Erwin Miehl*nickel.

W. F. G. Swann. The Corpuscular Theory of the Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 47, 800, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Ableitung eines exponentiellen Absorptionsgesetzes unter bestimmten Voraussetzungen über die Primärstrahlung wird skizziert. Setzt man die Zunahme der Primärschwächung, d. h. der Sekundärintensität, mit der Energie langsamer als linear an, so erhält man die zur Deutung der Höhen- und Breitenabhängigkeit des Azimutaleffektes erforderliche Bremsung des Einzelstrahles. Die Annahme, daß die Produktion von Sekundären in Blei mit der Primärenergie stärker als linear ansteigt, liefert eine Verknüpfung gewisser Besonderheiten der Höhen-, Breiten- und Richtungsverteilung der Primärstrahlen mit der Schauerbildung (vgl. das folgende Referat.).

*Erwin Miehl*nickel.

W. F. G. Swann. The Nature of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 575—577, 1935, Nr. 8. Betrachtet man als Elemente der primären Höhenstrahlung geladene Korpuskeln, die einem exponentiellen Schwächungsgesetz unterliegen, so muß deren Qualität von der Höhe der durchstrahlten Schicht unabhängig sein. Das heißt, mit der Höhe ändert sich die Intensität, nicht aber die Härte der Strahlung. Infolgedessen müßten auch alle Sekundäreffekte mit der Höhe proportional der Primärintensität zunehmen. Diese Folgerung steht in Widerspruch zu den Messungen von Montgomery (Phys. Rev. 47, 429, 1935), die das Anwachsen der Schauer fünfmal so stark ergaben wie das der Strahlungsintensität, wie auch zu denen von Bennet, Brown u. Rahmel, von Johnson und von Rossi u. Benedetti. Andererseits entsprechen diese experimentellen Resultate der Vorstellung, daß der Energieverlust in Luft der Energie proportional ist, in Blei dagegen mit einer höheren Potenz der Energie ansteigt (Swann, Phys. Rev. 46, 828, 1934). Durch Annahme einer primären Wellenstrahlung läßt sich dieser Widerspruch nicht beheben.

*Erwin Miehl*nickel.

J. C. Street, R. H. Woodward and E. C. Stevenson. The Absorption of Cosmic-Ray Electrons. Phys. Rev. (2) 47, 891—895, 1935, Nr. 12. Rossi (ZS. f. Phys. 82, 151, 1933 und Int. Conf. Phys. London 1934) schloß aus seinen Messungen, daß $\frac{2}{3}$ der Höhenstrahlung im Meeresniveau aus energiereichen ionisierenden Korpuskeln bestehen, die durch 1m Blei auf die halbe Intensität geschwächt werden. Anderson, Millikan, Neddermeyer und Pickering (Phys. Rev. 45, 352, 1934) hielten dem entgegen, daß im Absorber ausgelöste Schauer die Koinzidenzzahl erhöht haben könnten, und daß Rossis Ergebnis mit der von ihnen angenommenen Energieverteilung und dem spezifischen Energieverlust unvereinbar sei. Zur Klärung dieses Widerspruches dienten drei Zählrohre in vertikaler Anordnung. Zwischen dem obersten und dem mittleren befand sich der Absorber (15 bzw. 45 cm Blei), zwischen diesem und dem untersten die (koinzidenzgesteuerte) Wilsonkammer. In 94 bzw. 90 % aller Fälle fanden sich die gesuchten vertikalen Einzelbahnen. Aus den Aufnahmen geht weiter hervor, daß die Einzelstrahlen nur selten mit komplexen Phänomenen (Schauer) verknüpft sind. Die Annahme von Anderson, Millikan und Mitarbeitern, daß die Schauer mit der Schichtdicke an Einfluß gewinnen, ist damit in Übereinstimmung mit Auger und Ehrenfest (C. R. 199, 1609, 1933) als irrig nachgewiesen. Der Einfluß der Schauer wurde ferner direkt untersucht mit einer Vierfachkoinzidenzanordnung, die Absorbermaterial von 90 cm Dicke enthielt und durch parallel gerichtete Koinzidenzanordnungen in Luft kontrolliert wurde. Nur in 10 % der Koinzidenzen sprachen die Anordnungen gleichzeitig an. Schwächungsmessungen an der primären Korpuskularstrahlung sind also mit dieser Apparatur ohne Fälschung durch Sekundäreffekte möglich. Für Blei, Eisen und Marmor ergab sich gleiche Schwächung, bezogen auf gleiche Hüllelektronenzahl pro cm^2 . Mit der Energieverteilung der Höhenstrahlungselektronen nach Anderson ist diese Schwächungskurve nur dann in Einklang zu bringen, wenn man den spezifischen Energieverlust in Blei im Gegensatz zu Anderson als nicht konstant, sondern mit der Elektronengeschwindigkeit fallend annimmt. Es wird vermutet, daß schnelle Elektronen durch zwei Prozesse Energie verlieren: durch Zusammenstöße mit Hüllelektronen (Energieverlust unabhängig von der Primärenergie etwa $18 \cdot 10^6$ e-Volt) und durch Kerntreffer (weit höherer Energieverlust), deren Wahrscheinlichkeit mit steigender Primärenergie wächst.

Erwin Miehlnickel.

Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Energy-Loss and the Production of Secondaries by Cosmic-Ray Electrons. Phys. Rev. (2) 46, 325, 1934, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Verff. messen die Energie der sekundären Negatronen, die von der Höhenstrahlung in Blei und Kohlenstoff ausgelöst werden, und finden die Energieverteilung in Übereinstimmung mit den Angaben von Carlson und Oppenheimer. Der in mehreren Fällen beobachtete extreme Energieverlust wird dadurch erklärt, daß beim Zusammenstoß einer Höhenstrahlkorpuskel mit einem Pb-Atom ein oder mehrere Photonen erzeugt werden, durch die der sonst nicht erklärbare Teil von verlorener Energie abgeführt wird.

Fr. Heidenreich.

Hans Ertel. Über die Beziehung zwischen Tangentialdruck des Windes und Oberflächenstrom in V. W. Ekmans Theorie stationärer Triftströme. Gerlands Beitr. 44, 225—226, 1935, Nr. 3. Durch Lösung der Differentialgleichungen des stationären Triftstromfeldes nach den Methoden der Heavisideschen Operatorenrechnung zeigt der Verf., daß die Ekmansche Beziehung zwischen Tangentialdruck des Windes (T) und Oberflächenstromgeschwindigkeit (V_0) $T = \frac{1}{2} \omega \sin \varphi \cdot \rho \mu \cdot V_0$ gerade die notwendige und hin-

reichende Bedingung dafür darstellt, daß die Geschwindigkeitskomponenten mit zunehmender Tiefe gegen Null konvergieren. *F. Steinhauser.*

J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. III. Mitteilung. Gerlands Beitr. 44, 300—305, 1935, Nr. 3. Am Rande des Polareises entwickelt sich eine lebhafte Vertikalzirkulation des Meerwassers, die dadurch entsteht, daß das Wasser unter das Eis angesaugt wird und dort wegen der Abkühlung absinkt. Der Versuch, diesen Vorgang laboratoriums-mäßig darzustellen, wird beschrieben. — Das Polarwasser umfaßt eine 200 bis 300 m tiefe Schicht von kaltem, salzarmem Wasser; unter diese taucht das durch seine Berührung mit dem Polareis unter 5° abgekühlte Golfstromwasser, entwickelt dort eine lebhafte Vertikalzirkulation durch die Erwärmung des Polarwassers von unten her und wird dadurch weiter abgekühlt. — Im Sargassomeer wird durch beständige Sonnenstrahlung das Oberflächenwasser erwärmt und verdunstet; dadurch wird auch dort Anlaß zu einer Vertikalzirkulation gegeben, weil das durch die starke Verdunstung sehr salzhaltig und daher schwerer gewordene Oberflächenwasser absinken muß. *F. Steinhauser.*

S. F. Grace. The principal semi-diurnal constituent of tidal motion in the Bay of Biscay. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 274—285, 1935, Nr. 7. Von der Haupttide (Mondtide M.) besitzt man aus dem Bereiche der Biscaya-See an Beobachtungen zur Zeit nur Strommessungen an einem Punkte in der freien See ganz im Norden, Zahlenwerte der Amplitude und der Phase jedoch nur von zehn Punkten der Küste. Um die Gezeiten des ganzen Gebietes zu erforschen, schlägt daher der Verfasser einen vorwiegend theoretischen Weg ein, indem er sich auf eine früher von ihm (1931) an gleicher Stelle entwickelte Theorie der Wasserschwingungen in einem sich drehenden rechteckigen Becken stützt. Er zerlegt den Meerbusen von Biscaya in 10 sich seiner Umrandung möglichst anpassende rechtwinklige Becken von jeweils konstant angenommener Tiefe und erhält dadurch eine Reihe von Bedingungsgleichungen, die so gelöst werden, daß die an der Küste beobachteten Werte sich möglichst gut einfügen. Eine auf Grund dieser Ergebnisse gezeichnete Gezeitenkarte zeigt eine vom Atlantischen Ozean kommende Welle, die sich westlich der Bretagne teilt in eine solche, die in den Kanal, und in eine solche, die in die Biscaya eindringt und diese im Sinne des Uhrzeigers umkreist; Stromgeschwindigkeit und Hub nimmt nach Süden hin ab. Zwei andere Karten stellen den Gezeitenstrom und den von Proudman definierten Energievektor dar, der im Norden eine kräftige Energiezufuhr aus dem Ozean erkennen läßt; ein sehr kleiner Teil davon gelangt im Süden durch Reflexion wieder ins Weltmeer zurück. Die selbständigen, in der Bucht selbst erzeugten Gezeiten sind dagegen bedeutungslos. *H. Thorade.*

A. B. Wood, F. D. Smith and J. A. Mc Geachy. A magnetostriction echo depth-recorder. Journ. Inst. Electr. Eng. 76, 550—563, 1935, Nr. 461. Den Verff. war eine bestimmte Aufgabe gestellt: Ein fortlaufend aufzeichnendes Echolot zu bauen für ein mit voller Geschwindigkeit laufendes Motorboot auf Tiefen von 0 bis 200 Fuß und mit einer Fehlergrenze von 1 Fuß. Sie benutzen zum Erzeugen und Auffangen des Schalles die Magnetostriktion des reinen Nickels, das sich unter den durchprobierten Metallen und Legierungen als am besten geeignet erwies, und aus dem sie zylindrische, ringförmige und blockförmige Sender herstellen; ein ringförmiger Sender ist z. B. zusammengesetzt aus 3 kg aufeinandergelegter und voneinander isolierter, $\frac{1}{100}$ Zoll dicker Nickelbleche, die mit einer einfachen Lage von Windungen dicken Drahtes versehen sind. Zum Erregen dient Wechselstrom von mehreren 100 Volt und 15 000 und mehr Perioden, so daß elastische Schwingungen jenseits der Hörgrenze entstehen (ultra-sonic, Wellenlänge etwa 10 cm im Wasser).

Ein Reflektor genügt, um diese kurzwellige Strahlung in einem Streukegel von 40° Öffnung senkrecht nach unten zu werfen. Der gleichgebaute Empfänger kann daher unmittelbar neben dem Sender stehen. Die gestrahlte Energie ($\frac{1}{4}$ bis $\frac{2}{3}$ Joule bei einer Versuchsfahrt) ist so groß, daß der ganze Apparat innenbords in einer wassergefüllten Zelle angebracht werden konnte, wobei die Strahlung zweimal die Schiffswand ($\frac{3}{8}$ Zoll) durchdringen mußte. Die Aufzeichnung erfolgt mit Hilfe von Verstärkerröhren und Gleichrichter elektrolytisch auf getränktem Papier und liefert unmittelbar einen Schnitt durch den Meeresboden. *H. Thorade.*

W. Werenskiöld. Coastal currents. Geofys. Publ. Oslo 10, Nr. 13, 1935, 14 S. Der Verf. setzt sich das Ziel, die von Mohn, Bjerknes und Sandström eingeführte Methode des Berechnens der Meeresströmungen aus Beobachtungen des Salzgehaltes und der Temperatur zu vereinfachen. Werenskiöld denkt sich in einem senkrechten Schnitte die Verteilung des Druckes und der Masse durch Isobaren und Isopyknen dargestellt, zwei Linienscharen, die sich gegenseitig schneiden. Ist der Neigungswinkel der Isobaren an der Ober- und Unterseite einer elementaren Schicht i_{n-1} und i_n , der Neigungswinkel der Isopyknen aber j , so besteht die grundlegende Gleichung $i_{n+1} \varrho_{n+1} - i_n \varrho_n + j (\varrho_{n+1} - \varrho_n) = 0$.

Unter der Annahme, daß am Boden kein Strom fließt, wird durch Integration

$$i \varrho = - \int_{\varrho_0}^{\varrho} j d\varrho, \text{ und wenn die Isopyknen in gleichen Stufen } \delta \text{ fortschreiten,}$$

$i \varrho = \delta \Sigma j$. Ist endlich u die Bewegungsgröße der Volumeneinheit, g die Fallbeschleunigung, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde ($= 0,000\,072\,9 \text{ sec}^{-1}$) und φ die geographische Breite, so wird $u = g \delta \Sigma j \omega \sin \varphi$. Die weitere Verfolgung des Gedankens führt zur Berechnung der sekundlich durch die Ebene des ganzen Schnittes fließende Wassermasse U ; sie ist, wenn man z senkrecht abwärts rechnet,

$$U = 2 \omega \sin \varphi \int (\varrho_0 - \varrho) z dz$$

und läßt sich demnach durch die Beobachtungen an einem einzelnen Punkte ermitteln. Der Verf. fordert eine Prüfung dieses merkwürdigen Ergebnisses und nimmt selbst eine solche vor an einem älteren Schnitt von Helland-Hansen und Nansen, die eine gute Übereinstimmung liefert. *H. Thorade.*

W. Dubov. Die Seiches der Ostsee und deren Zusammenhang mit den Leningrader Überschwemmungen. C. R. Leningrad 1, 1935, Nr. 1; russisch S. 37—41, deutsch S. 41—46. Um das Problem der Seiches der Ostsee zu klären und Zusammenhänge mit Überschwemmungen in Leningrad festzustellen, werden zunächst Untersuchungen am Modell angestellt. Die Apparatur wird genau beschrieben. Das Modell zeigt ein-, zwei-, drei- und vierknotige Seiches. Ein Vergleich mit der Wirklichkeit läßt in guter Übereinstimmung mit den Modellversuchen vor allem zwei- und vierknotige Seiches erkennen, während die ein- und dreiknotigen an Bedeutung zurücktreten. Weiterhin ergibt sich an Hand von statistischen Untersuchungen, daß die Seiches der Ostsee an der Erzeugung der Überschwemmungen in Leningrad unmittelbar beteiligt sind. *Fritz Hänsch.*

Theodor Stocks. Erkundungen über Art und Schichtung des Meeresbodens mit Hilfe von Hochfrequenz-Echoloten. Naturwissensch. 23, 383—387, 1935, Nr. 24. Bei Ultraschall-Echoloten wird als Echo im Anzeigergerät ein breites Lichtband oder mehrere schmale Bänder beobachtet. Auf einer Fahrt auf dem Forschungsdampfer „Meteor“ wurde in der Ostsee ein Übergang von der einen Echoart zur anderen festgestellt, wenn man von reinem Sand-

grund zu Schlickgrund übergang. Nimmt man an, daß der Beginn des Echos durch Reflexion an der obersten Bodenschicht erfolgt, die kurz darauffolgende Reflexion an einer tieferen, härteren Bodenschicht z. B. dem gewachsenen Sandboden unter einer Schlickablagerung, dann gewinnt nach Aufzeichnungen des Lotprofils obige Annahme sehr an Wahrscheinlichkeit. Die Mächtigkeit des Schlickbodens kann man noch nicht angeben, weil die Schallgeschwindigkeit im Schlick noch unbekannt ist und das Gerät direkt nur Lotzeiten liefert. *Lübcke.*

Hansheinrich Rust. Mehrfach-Reflexionen beim Echoloten auf weichem Grund. Naturwissensch. 23, 387—389, 1935, Nr. 24. Die im obigen Referat behandelten Mehrfachechos werden nach Ursache ihres Auftretens eingehend diskutiert. Ihre Beobachtung wird auf die hohe Empfindlichkeit des Schallempfängers und auf das hohe Auflösungsvermögen des Kurzzeitmessers zurückgeführt bei engem Schallstrahl und kleiner Impulsdauer. Das benutzte Anzeigergerät erlaubt noch eine Trennung von Echoimpulsen im Abstände von 0,3 m sec. Aus beobachteten charakteristischen Mehrfachechos werden nach Angaben der Seekarte über den Meeresgrund die Intensitäten der einzelnen Echos und daraus der Reflexionsgrad der einzelnen Bodenschichten qualitativ bestimmt. Auf die Unterschiede der Lotangaben an demselben Platz bei geänderter Sendeenergie wird hingewiesen. *Lübcke.*

The National Geographic Society-U.S. Army Air Corps Stratosphere Flight of 1934 in the Balloon „Explorer“. Nation. Geogr. Soc. Contributed Techn. Pap. (Stratosphere Ser.) Number 1, 122 S., 1935. Der Aufstieg des Ballons „Explorer“, der am 28. Juli 1934 bei Rapid City, South Dakota, USA., stattfand, wurde von einem Ausschuß der National Geographic Society und der U.S. Army organisiert. Neben dem Aufstellen eines neuen Freiballonhöhenweltrekordes sollten während des Aufstieges wissenschaftliche Untersuchungen (Ultrastrahlungsmessung, Sonnen- und Himmelslichtspektrographie, Luftentnahme) durchgeführt werden. Die Vorbereitungen wurden Fachleuten übertragen, die in den weiter unten aufgeführten 14 Aufsätzen über den Bau des Ballons und der Apparate, den Flug und die Ergebnisse berichten. Der Aufstieg selbst wurde vom Unglück verfolgt. Schon in 18 700 m Höhe wurde von der Gondel aus das Entstehen von Rissen in der Hülle beobachtet, deren Ursache im Zusammenkleben von Stoffbahnen lag. Der Ballonführer W. E. Kepner entschloß sich sofort zum Abstieg. In seinem Verlauf vergrößerten sich die Risse und am Schluß wirkte nur noch der obere Teil der Hülle als Fallschirm. Zuletzt explodierte dieser; die drei Insassen, W. E. Kepner, A. W. Stevens und Anderson, die schon vorher aus der Gondel herausgeklettert waren, konnten sich durch Fallschirmabsprung retten. Die kugelförmige Gondel wurde fast vollständig zerkümmert; dabei wurden die meisten Filme, auf denen die Messungen automatisch photographiert waren, durch Zutritt von Tageslicht beschädigt. — Lyman J. Briggs. The stratosphere flight of the „Explorer“. S. 3—6. Allgemeiner Bericht und Windgeschwindigkeiten während des Fluges in Höhen von 13 000 bis 19 000 m. — W. F. G. Swann und G. L. Locher. The variation of cosmic ray intensity with direction in the stratosphere. S. 7—14. Koinzidenzmessungen in Winkeln von 0, 30, 60 und 90° gegen die Vertikale mit und ohne Ausschaltung der „shower“. Eine Messung in 12 000 m. — W. G. Brombacher. Comparison of altitude by barometric formula and vertical camera. S. 15—24. Lufttemperaturmessung mit zwei durch Elektromotor ventilierten Widerstandsthermometern. Vergleich der aus der Temperatur T und Druck P am Quecksilberbarometer mit der Formel $H = \text{const} \cdot T \cdot \log P_0/P$ berechneten Höhe H mit der aus Aufnahmen mit einer Vertikalkamera gewonnenen. Mittlere Abweichung 0,7, maximale 2 v. H.

Kein Vergleich mit Aneroidbarometer. — Robert A. Millikan. The flight of the „Explorer“ from the standpoint of cosmic ray intensities. S. 24—25. — Wm. E. Kepner. Report of the Commanding Officer of the National Geographic Society-Army Air Corps Stratosphere Flight to Chief of the Air Corps, United States Army. S. 26—32. — Albert W. Stevens. Exploring the stratosphere. S. 33—70. (S.-A. Nation. Geogr. Mag., Oktober 1934, S. 397—434.) — Lyman J. Briggs, John O. La Gorce, O. Westover, W. F. G. Swann and L. B. Tuckerman. Report of the Joint Board of Review Appointed to Investigate the Causes of the Accident to the Balloon „Explorer“. S. 71—82. — Tests of fabric from the balloon „Explorer“. National Bureau of Standards. S. 83—90. — George Mc Elrath. The part that radio played. S. 91—94. — Karl Arnstein. The design of the stratosphere balloon „Explorer“. S. 95—109. Entwurf und Berechnung des Ballons für 23 000 m Maximalhöhe; Gesamtgewicht 4350 kg, Nutzlast 1300 kg. — A. W. Winston. The design and construction of the gondola for the „Explorer“. S. 110—111. — Gustave Fassin and H. F. Kurtz. The Stratosphere Spectrographs. S. 112—118. Bau der Spektrographen für Himmelslicht (mit Vordispersion als Filter, je mit 45° Neigung und horizontal) und Sonnenlicht. Bisher keine Resultate veröffentlicht. — F. W. Lutz. Design and construction of the aerial cameras. S. 119—120. — Edson S. Hineline. The photographic recording system. S. 121—122.

H. Rathgeber.

U. S. Stratosphere Balloon Explorer II. Nature 135, 1026—1027, 1935, Nr. 3425. Angaben über den neuen Stratosphärenballon Explorer II, Instrumente, Ausrüstungen und Aufgaben.

Kolhörster.

E. Palmén. Registrierballonaufstiege in einer tiefen Zyklone. Comm. Fenn. 8, Nr. 3, 32 S., 1935. Auf Grund einer Reihe von Registrierballonaufstiegen (im Februar 1933 in Norwegen und Belgien) sind die Vorgänge in der freien Atmosphäre beim Durchgang einer tiefen Störung über Skandinavien untersucht. Verf. kommt u. a. zu folgenden Ergebnissen: Die Temperaturdifferenz zwischen subtropischer Warmluft und Kaltluft nahm bis etwa 7 dyn km Höhe zu, wo sie 16° betrug; die Schicht auf der Rückseite der Kaltfront war feuchtindifferent oder schwach feuchtilabil; die Bodendruckschwankungen wurden infolge der niedrigen Stratosphärentemperatur der Polarluft im Tropopausentrichter fast gar nicht in der Substratosphäre kompensiert; die Druckschwankungen beim Durchgang der Störung über Skandinavien wurden nicht in höherem Grade von der Advektion verschieden temperierter Luftmassen verursacht.

H. Ebert.

Hans Ertel und Sjan-zi Li. Der Advektionsmechanismus der atmosphärischen Druckschwankungen. ZS. f. Phys. 94, 662—673, 1935, Nr. 9/10. Erfährt eine in der Höhe $z = H$ der Atmosphäre gelegene Fläche durch die Divergenz horizontaler Massentransporte (Advektion) oberhalb H eine (individuelle) Druckbelastung $\delta\pi(H)$, so erzeugt dieselbe nach der Rossbyschen „speziellen Advektionstheorie“ im advektionsfreien Raum $0 < z < H$ lokale Druckänderungen (δp) nach dem Gesetz

$$\delta p(z) = \delta\pi(H) \left\{ 1 - \frac{g}{\pi} \int_0^z \frac{dz}{p} \right\} \quad (1)$$

bei Voraussetzung adiabatischer Zustandsänderungen. Erfolgt aber in allen Höhen z Advektion $\delta\pi(z)$, so soll nach Rossbys „allgemeiner Advektionstheorie“

$$\delta p(z) = \delta\pi(z) + \frac{g}{\pi R} \int_0^z \frac{\partial}{\partial T} \delta p \, dz \quad (2)$$

gelten (T = Temperatur, ϑ = potentielle Temperatur, R = Gaskonstante, g = Schwere, $\kappa = c_p/c_v$), welche Gleichung aber bei den meteorologischen Anwendungen einen unmöglich großen Betrag der stratosphärischen Advektion $\delta \pi(z)$ ($z >$ Stratosphärenbasis) ergibt. Nach Ansicht der Verff. ist dies die Folge eines Fehlers der Rossbyschen „allgemeinen Advektionstheorie“, die nicht berücksichtigt, daß die advektiv zugeführten Luftmassen beim Aufsuchen ihrer neuen Gleichgewichtslage eine zusätzliche Dichteänderung erleiden, deren Berücksichtigung auf die Gleichung

$$\delta p(z) = \delta \pi(z) \left\{ 1 - \frac{g \vartheta}{\kappa} \int_0^z \frac{dz}{p} \right\} \quad (0 < z \leq \infty) \quad (3)$$

als Verallgemeinerung von (1) führt. — Anwendungen der Gleichung (3) bestätigen die Ansichten H. v. Fickers über den Advektionsmechanismus (advective Dreiteilung der Atmosphäre). H. Ertel, Berlin.

V. Doraiswamy Iyer. Wind data for wind mills. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 6, 57—85, 1935, Nr. 63.

J. Bjerknes. Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. *Geophys. Publ.* 11, Nr. 4, 18 S., 1935. Dede.

Trude Zuchristian. Ergebnisse der Windregistrierungen auf einer Kammstation (Hafelekar 2265 m). *Meteorol. ZS.* 52, 177—182, 1935, Nr. 5. Im Tagesgang der Windgeschwindigkeit tritt das Minimum um 7 bis 8 Uhr und das Maximum um 18 bis 19 Uhr auf. Es zeigt sich also eine Verzögerung um 3½ Stunden gegenüber Bodenstationen und eine Verfrühung um 6¼ Stunden gegen Gipfelstationen, was der Wirkung des Hangwindes zugeschrieben wird. Die vektorielle Darstellung der täglichen Drehung der Windrichtung zeigt, daß auf dem Hafelekar von 7 bis 15 Uhr Hangaufwinde und die übrige Zeit Hangabwinde wehen und daß von einem Umlauf mit der Sonne — in Abweichung von Gipfelstationen — keine Rede sein kann. Der überragende Einfluß des Hangwindes zeigt sich darin, daß an schönen Tagen allein, an denen der Hangwind am besten entwickelt sein müßte, die Verhältnisse im wesentlichen so sind, wie bei der Zusammenfassung aller Tage. An Föhntagen tritt das Geschwindigkeitsmaximum des Windes um 20 Uhr ein; ein sekundäres Maximum um die Mittagszeit wird damit erklärt, daß um diese Zeit der Hangwind auf dem nördlichen Hang des Innates in der Richtung des Föhns weht und diesen verstärkt. Ein Vergleich der Häufigkeiten der Windrichtungen an den zwei gegenüberliegenden Stationen Seegrube (1905 m, auf dem nördlichen Hang des Innates) und Patscherkofel (1965 m, auf dem südlichen Hang) zeigt, daß auf beiden Hangstationen um 14 Uhr Hangaufwinde und um 7 Uhr Hangabwinde vorherrschen, was für die Ansicht zeugt, daß die Hangwinde thermisch verursacht sind. F. Steinhäuser.

Kurt Schuhmacher. Eine Untersuchung über lokale Windanomalien. Auszug aus einer Dissertation. *Meteorol. ZS.* 52, 213—224, 1935, Nr. 6. Zur Feststellung der lokalen Windanomalien werden Korrelations tafeln angelegt, in denen als Abszisse die Häufigkeiten der Windrichtungen der freien Atmosphäre in etwa 1000 m Höhe, angezeigt durch die Isobarenrichtung, eingetragen werden, während die Ordinaten die Häufigkeiten der gleichzeitigen Bodenwinde an der Untersuchungsstation, in Prozenten der Windhäufigkeit der freien Atmosphäre ausgedrückt, darstellen. Die Summe einer Zeile einer solchen Tafel gibt die relative Häufigkeit der betreffenden Windrichtung an der Station. Ihre Differenz gegen 100 wird als Maß der Größe der lokalen Windanomalie angesehen; der Mittelwert dieser Differenzen gegen 100 aus allen Windrichtungen wird als mittlere Wind-

anomalie definiert. Die mittlere Ablenkung der Bodenwindrichtung gibt das arithmetische Mittel aus den relativen Häufigkeiten der Windrichtungen am Boden im Vergleich zur Richtung in der freien Atmosphäre in Stufen von 45° zu 45° und für Linksdrehung als $+$ und Rechtsdrehung als $-$ gezählt an; die mittlere Streuung wird aus denselben Zahlen berechnet. Die Untersuchung wurde für die Stationen Taunus, Frankfurt a. M., Karlsruhe, Baden-Baden, Bad Nauheim und Bad Soden durchgeführt.

F. Steinhäuser.

P. T. Smoliakow. Zur Theorie des Gleichgewichts der bodennahen Luftschicht. Gerlands Beitr. 44, 321—336, 1935, Nr. 3. Der Verf. leitet zur Charakterisierung der Gleichgewichtsbedingungen der Luftschichten die Formel

$$d^2 z / dt^2 = -g(z - z_0) \cdot \frac{d(\log \Theta)}{dz}$$

ab, wo Θ die potentielle Temperatur der Umgebung des Luftteilchens bedeutet. Wenn die potentielle Temperatur mit der Höhe abnimmt, zunimmt oder gleich bleibt, so folgt daraus, daß der Zustand entsprechend labil, stabil oder indifferent ist. Der Faktor $z - z_0$ weist darauf hin, daß bei jedem, auch bei sehr stark überadiabatischem Gradienten zur Einleitung einer Bewegung ein äußerer Impuls nötig ist, der das Luftteilchen aus seinem Niveau verschiebt. Auf Grund der Anschauungen von der Lage der Isobaren und Isopyknen und ihrem Zusammenhang mit der Wirbelbildung wird die Einleitung von Umlagerungen bei verschiedenen Temperaturgradienten besprochen.

F. Steinhäuser.

Max Toperczer. Zum Tagesgang des Trübungs faktors in Innsbruck. Wiener Anz. 1935, S. 142—143, Nr. 15. Meteorol. ZS. 52, 244—247, 1935, Nr. 7. Nach anfänglichem Anstieg zeigt sich im Tagesgang des Trübungs faktors in Innsbruck gegen die Mittagszeit ein deutlicher Abfall, der auch am Nachmittag andauert. Diese Erscheinung wird damit erklärt, daß durch das Einsetzen des Talwindes reinere Luftmassen an den Beobachtungsort gebracht werden. Am Nachmittag ist die Strahlung oft um etwa 10 % größer als bei gleicher Sonnenhöhe am Vormittag; es wird also durch die Beseitigung der trüben Luftschichten durch den Talwind die Energiezufuhr vergrößert, was wieder zu verstärkter Entwicklung des Talwindes beitragen kann.

F. Steinhäuser.

Herbert Schober. Messung der täglichen und monatlichen Schwankung der Länge des Ultraviolett für das Sonnen- und Zenithimmelsspektrum in Wattens in Tirol. Wiener Anz. 1935, S. 157—160, 1935, Nr. 16. Die Aufnahmen wurden mit einem kleinen Zeisschen Sonnenspektrographen gemacht. Der Verlauf der monatlichen und täglichen Schwankungen ist im Inntal nahezu derselbe wie im Flachland (Aachen, Slutzk). Bei klarem Wetter überwiegt vom Morgen bis zwei Stunden nach Sonnenaufgang die Zenithimmelstrahlung im kurzwelligen Ultraviolett über die Sonnenstrahlung, von da an bis abends ist aber die Sonnenstrahlung ultraviolettreicher und es nimmt am Nachmittag die Zenithimmelstrahlung sogar rascher gegen längere Wellen ab als die Sonnenstrahlung. Für das Sonnenspektrum ist die Cornusche Gerade $\lambda_{\min} = \bar{\lambda} (\log \sin H_0)$, wo H_0 die Sonnenhöhe bedeutet, unabhängig von der Witterung; für das Zenithimmelsspektrum ist die Gerade bei trübem Wetter am Nachmittag steiler als am Vormittag, bei klarem Wetter läuft die Nachmittagskurve zur Vormittagsgeraden parallel, ist aber gegen das langwellige Gebiet verschoben. Das Minimum im Ultraviolett tritt im Jahresverlauf schon im Winter auf (Nebelreichtum), das Maximum im Herbst.

F. Steinhäuser.

Friedrich Lauscher. Wärmeausstrahlung und Horizonteineigung. (Zur Kenntnis der Ausstrahlung von Mulden, Tälern und Gassen.) I. Teil. Eine allgemeine Methode zur Ableitung der Ausstrahlung beliebiger Flächen. Wiener Ber. 143 [2a]. 503—519, 1934, Nr. 8/10. Unter Verwendung von Beobachtungsergebnissen der Ausstrahlung einer horizontalen Fläche gegen den vollkommen freien Himmel und der Ausstrahlung gegen kleine Himmelsausschnitte in verschiedenen Höhenwinkeln über dem Horizont wird der Einfluß einer teilweisen Abschirmung des Himmels (Horizontüberhöhung) auf die Ausstrahlung horizontaler und vertikaler Flächen und die Ausstrahlung einer schiefen Ebene in Abhängigkeit von ihrem Neigungswinkel bestimmt. Als Folge daraus läßt sich berechnen: die Ausstrahlung einer kleinen horizontalen und einer kleinen vertikalen Fläche im tiefsten Punkt einer gleichmäßig abgeschirmten Mulde, die Ausstrahlung einer kleinen Fläche in der Mitte eines Gassenbodens, des ganzen Gassenbodens und der Gassenwand. Die Gesamtausstrahlung einer Gasse ist gleich groß wie die der freien Deckfläche der Gasse. Die Übereinstimmung der Formel von Linke für die Ausstrahlung nach bestimmten Höhenwinkeln mit den Beobachtungsergebnissen wird überprüft.

F. Steinhäuser.

W. Findeisen. Beobachtung einer seltenen Haloerscheinung. Meteorol. ZS. 52, 184—185, 1935, Nr. 5. Der Verf. hat bei einem Flugzeugaufstieg durch Ast., der in einer Höhe von 1500 bis 3000 m lag und aus Eisnadeln bestand, zunächst eine Untersonne und die beiden Nebensonnen auffallend leuchtend farbig, jedoch ohne irgendwelche Ringerscheinungen beobachtet. Beim weiteren Aufstieg von 2500 bis 3000 m bildeten sich aus den beiden Nebensonnen farbig leuchtende Lichtsäulen, die bis zur Höhe der Untersonne herunterreichten.

F. Steinhäuser.

J. Goldberg und M. Kovačević. Eine Haloerscheinung. Meteorol. ZS. 52, 187—188, 1935, Nr. 5. Die Verff. haben zwei Nebensonnen, den oberen Berührungsbogen des kleinen Kreises und den vollausgebildeten Zirkumzenitalbogen, der kräftige Spektralfarben zeigte, beobachtet. Es fehlten aber alle Spiegelungshalo und der kleine Kreis.

F. Steinhäuser.

Hellmut Berg. Sekundäre Haloerscheinungen. Meteorol. ZS. 52, 227—229, 1935, Nr. 6. Der Verf. hat bei Flugzeugaufstiegen mehrmals intensive Nebensonnen der Untersonne beobachtet, die nur die Erklärung zulassen, daß es sich dabei um Sekundärererscheinungen der Untersonne handelt.

F. Steinhäuser.

Hans Neuberger. Eine seltene Haloerscheinung. Meteorol. ZS. 52, 232—233, 1935, Nr. 6. Der Verf. beschreibt mannigfaltige Haloerscheinungen, die er in zwei verschiedenen hohen Cirrusschichten beobachtete. Dabei konnte er von den Erscheinungen in der oberen Schicht Ringstücke mit Halbmessern von 8,6, 18,4, 23,1 und 24,3° zum erstenmal genau ausmessen.

F. Steinhäuser.

Ernst Frankenberger. Eine optische Erscheinung vom 3. Januar 1935 in 3000 m Höhe über Hamburg. Meteorol. ZS. 52, 185—186, 1935, Nr. 5. Bei einem Flugzeugaufstieg durch Ast., der in 2000 bis 2800 m Höhe lag, wurde in 2400 m um den Gegenpol der Sonne ein Vollkreis, der außen rot und innen weiß und einen Halbmesser von ungefähr 40° hatte, beobachtet. In 2700 m traten weitere vier Bogen auf. Die Erscheinung wird als Regenbogen mit vier Sekundären erklärt. Es wird daraus auf das Vorhandensein von großen Tropfen (nahezu 150 μ) geschlossen. Zugleich wurden auch Eisnadeln beobachtet. Über dem Ast. traten intensive Haloerscheinungen auf.

F. Steinhäuser.

Wladyslaw Gorczyński. Über den Zusammenhang zwischen den Summen der diffusen und der gesamten (Sonne+Himmel) Strahlung und der Sonnenscheindauer. Meteorol. ZS. 52, 201—206, 1935, Nr. 6. Es werden der Tagesgang und die Tages-, Monats- und Jahressummen der diffusen Himmelsstrahlung an wolkenlosen Tagen für Nizza angegeben. Der Einfluß der Bewölkung auf die Tagessumme der diffusen Himmelsstrahlung wirkt sich so aus, daß die Himmelsstrahlung von einem niedrigen Wert bei vollständig bewölktem Himmel mit zunehmender Sonnenscheindauer — also bei intermediärer Bewölkung — rasch zunimmt und die höchsten Werte bei einer täglichen Sonnenscheindauer von ungefähr zwei Stunden im Winter und vier Stunden im Sommer, das ist bei ungefähr $\frac{1}{4}$ der astronomisch möglichen Sonnenscheindauer, erreicht. Bei weiterer Zunahme der Sonnenscheindauer wird die Tagessumme der diffusen Himmelsstrahlung wieder kleiner und bei vollständig wolkenlosem Himmel ist sie nur mehr weniger als die Hälfte der maximalen Tagessumme und nahezu ebenso groß wie bei vollständig bewölktem Himmel. Für die einzelnen Monate werden auch noch die mittleren Tagessummen der gesamten Einstrahlung (Sonne + Himmel) für Nizza angegeben und mit einigen anderen Stationen verglichen.

F. Steinhäuser.

W. Dieckvoss. Photographisch-photometrische Untersuchungen über die atmosphärische Extinktion. Astron. Nachr. 255, 117—154, 1935, Nr. 6101. Zur allgemeinen Bestimmung der Extinktion wird der Extinktionskoeffizient k im Zenit als Funktion der Wellenlänge für einen bestimmten Zeitpunkt beobachtet und daraus die Extinktion für andere Zenitdistanzen z durch Multiplikation mit einer für alle Wellenlängen und Beobachtungszeiten gültigen Funktion $F(z)$ abgeleitet. Der Verf. hat an der Hamburger Sternwarte die Unterschiede der Extinktion zu verschiedenen Beobachtungszeiten und bei Benutzung verschiedener Objektive untersucht. Als mittlerer Extinktionskoeffizient wurde für das photographische Gebiet 0,40 und für das visuelle Gebiet 0,27 bestimmt. Das Verhältnis der photographischen zur visuellen Extinktion betrug im Mittel 1,49. Von einer Nacht zur anderen kann der Extinktionskoeffizient im Verhältnis 1 : 2 schwanken. Die theoretischen Grundlagen, das Beobachtungsverfahren, die Auswertung der Platten, die Korrekturen und das Reduktionsverfahren werden ausführlich beschrieben.

F. Steinhäuser.

P. K. Raman. Heat radiation from the clear atmosphere at night. Proc. Indian Acad. (A) 1, 815—821, 1935, Nr. 11. Auf Grund neuerer Beobachtungsdaten berechnet der Verf. für die Gleichung zur Bestimmung der nächtlichen Strahlung der Atmosphäre bei wolkenlosem Himmel (S) von Brunt $S = \sigma T^4 (a + b/e)$ und von Ångström $S/\sigma T^4 = A - B \cdot 10^{-\gamma e}$, wo T die absolute Temperatur und e der Dampfdruck in mb ist, die Konstanten a , b , A , B und γ . Er findet folgende Mittelwerte: $a = 0,53$, $b = 0,47$, $A = 0,77$, $B = 0,28$, $\gamma = 0,055$, um die die Einzelwerte aber oft stark schwanken. Aus physikalischen Gründen ist die Ångströmsche Form der Gleichung vorzuziehen. Eine Zusammenstellung der kleinsten an verschiedenen Orten gemessenen Werte der atmosphärischen Strahlung (Gegenstrahlung) zeigt, daß das Verhältnis $S/\sigma T^4$ nicht kleiner als 0,49 war, abgesehen von Ångströms Messungen im Ballon, wo es bis 0,38 herunterging.

F. Steinhäuser.

K. R. Ramanathan and L. A. Ramdas. Derivation of Ångström's formula for atmospheric radiation and some general considerations regarding nocturnal cooling of air-layers near the ground. Proc. Indian Acad. (A) 1, 822—829, 1935, Nr. 11. Aus der Gleichung für

die Zustrahlung zur Erde aus einer isothermen Atmosphäre (T) mit einem bestimmten Wasserdampfgehalt (w) läßt sich, wenn der Spektralbereich der Gegenstrahlung (S) in Anteile der Gruppen von Wellenlängen mit sehr kleinen ($\alpha < 1$, Strahlung = S_1), sehr großen ($\alpha > 10$, S_3) und bestimmten mittleren Absorptionskoeffizienten (S_2) zerlegt wird, annähernd eine Gleichung ableiten, die im wesentlichen der Gleichung von Ångström $S_0 T^4 = A - B \cdot 10^{-7e}$ gleichkommt. Der prozentuelle Anteil an der gesamten Gegenstrahlung beträgt bei $T = 295^\circ$ für S_1 14 % (das ist für Wellenlängen 8,5 bis 10,5 μ und 3,5 bis 4,3 μ), für S_3 54 % (für Wellenlängen von 5,1 bis 7,9 μ und $> 15,3 \mu$) und für den Rest S_2 32 %. Unter Annahme einer Temperaturabnahme mit der Höhe würde S_3 nur ein wenig kleiner, da in diesem Bereich die Strahlungsreichweite nicht groß ist; S_2 wird aber wesentlich kleiner als 32 %, weil in diesem Bereich die Strahlungsweite bis in die oberen Schichten der Atmosphäre reicht. Die schlechte Übereinstimmung des nach Hettners Messungen der Strahlungsabsorption berechneten Exponenten in Ångströms Formel mit dem aus Messungen der Gegenstrahlung bestimmten wird damit erklärt, daß Hettners Absorptionskoeffizienten im Bereich von 10,5 bis 15 μ zu groß sind, wie auch neue Bestimmungen von Fowle und von Weber und Randall zeigten. Die Erscheinung, daß in Strahlungsnächten die Temperatur einige Zentimeter über dem Boden und nicht am Boden direkt ihre tiefsten Werte erreicht, wird auf die Wirkung des Strahlungsbereiches S_2 zurückgeführt.

F. Steinhäuser.

F. Gruner. Bemerkungen zu der Theorie der diffusen Zerstreuung der Sonnenstrahlung in einer ideal-reinen Atmosphäre. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 227—228, 1935, Nr. 3. Der Verf. weist auf seine Arbeiten hin, die dieses Problem strenger und in allgemeinerer Weise behandeln als Knepple (vgl. diese Ber. 15, 94, 1934; 16, 879, 1935). Dort ist auch die Krümmung der atmosphärischen Schichten und ihre Inhomogenität und die Extinktion des zerstreuten Lichtes berücksichtigt. Knepples Formel folgt als Spezialfall aus der Formel des Verf.

F. Steinhäuser.

O. Hoelper und J. Werner. Über die spektrale Empfindlichkeitsverteilung der Aachener Photozellen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 236—265, 1935, Nr. 3. Es wurden für drei Cadmium- und eine Kaliumzelle die spektralen Empfindlichkeitsverteilungskurven im Wellenlängenbereich von 265 bis 365 $m\mu$ vor der Quarzquecksilberlampe bestimmt. Da bei der Linie 334 $m\mu$ sich große Unterschiede in den verschiedenen Cadmiumzellen zeigten, wurden unter Zugrundelegung des rechnerisch bestimmten terrestrischen Energiespektrums ergänzende Messungen im langwelligen Bereich vor der Sonne durchgeführt. Auf Grund von fortlaufenden Messungen in Aachen werden die Intensitäten der Sonnenstrahlung für die Wellenlängen 319, 313, 306 und 302 $m\mu$ im Tagesgang der einzelnen Monate in relativen Energieeinheiten wiedergegeben.

F. Steinhäuser.

Heinz Prull. Die Strahlung von Sonne und Himmeln in Karlsruhe mit einem Beitrag zur Theorie der Himmelsstrahlung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 266—286, 1935, Nr. 3. Aus dreijährigen Pyranometerregistrierungen und mit Verwendung von Aktinometermessungen werden Monats- und mittlere Tagessummen der Totalstrahlung, eine Häufigkeitsverteilung der täglich zugestrahlten Wärmemengen, die maximalen Intensitäten der Totalstrahlung, mittlere monatliche Tagessummen der Totalstrahlung, der Sonnenstrahlung und der Himmelsstrahlung für verschiedene Zustände der Atmosphäre, normale mittlere Tages- und Monatssummen der Gesamtstrahlung und der Sonnenstrahlung, die

Intensitäten der Totalstrahlung und ihre Maxima als Funktionen der Sonnenhöhe und der jährliche Gang des Ängströmschen Trübungskoeffizienten abgeleitet.

F. Steinhauser.

Heinz Prull. Trübungskoeffizient und Himmelsstrahlung. Ein Beitrag zur Theorie der Himmelsstrahlung. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 287—299, 1935, Nr. 3. Die Formel von H. P. Berlage für die Himmelsstrahlung wird durch Einführung des Ängströmschen Trübungskoeffizienten β zur Anwendung auf eine getrübe Atmosphäre erweitert. Aus dieser Formel wird gefolgert, daß mit zunehmender Trübung die Himmelsstrahlung bis zu einem Höchstwert anwächst, bei weiterer Zunahme der Trübung aber infolge der Extinktion der auffallenden und gestreuten Strahlung wieder abnimmt. Der Wert β , bei dem das Maximum der Himmelsstrahlung erreicht wird, ist bei hohem Sonnenstand größer als bei niedrigem. Bei zunehmender Trübung verschiebt sich das Helligkeitsmaximum nach größeren Wellenlängen. Die Sonnenstrahlung hängt in viel höherem Maße von der Sonnenhöhe und der Trübung ab als die Himmelsstrahlung; daher kommt es, daß im Bereich der kurzen Wellen bei niedrigem Sonnenstand der Anteil der Himmelsstrahlung an der Gesamtstrahlung überwiegt. Das Verhältnis der Sonnenstrahlung zur Himmelsstrahlung wird für verschiedene Wellenlängen und Zenitdistanzen in Abhängigkeit vom Trübungskoeffizienten angegeben, ebenso die Abhängigkeit der gesamten Himmelsstrahlung, der Sonnenstrahlung, der Gesamtstrahlung von Sonne + Himmel und des Verhältnisses von Sonnen- zur Himmelsstrahlung im Bereich von 0,3 bis 0,7 μ von Zenitdistanz der Sonne für verschiedene Trübungskoeffizienten. Bei einer reinen Atmosphäre kommt ein Drittel bei einer trüben Atmosphäre ($\beta = 0,3$), aber nur ein Fünftel der gestreuten Strahlung zur Erde zurück. Aus einer Zusammenstellung der Änderungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung bei Änderungen der Trübungskoeffizienten ist ersichtlich, daß im günstigsten Falle eine Abnahme der direkten Sonnenstrahlung infolge einsetzender Trübung zu 26 % durch Erhöhung der Himmelsstrahlung ersetzt wird.

F. Steinhauser.

Kurt Wegener. Über die Temperatur des Weltraumes. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 346—349, 1935, Nr. 3. Der Verf. berechnet aus der Annahme eines Strahlungsgleichgewichtes des Weltraumes mit der Erde als „effektive Strahlungstemperatur“ des Weltraumes -40° und hält es für unwahrscheinlich, daß die Strahlungstemperatur des die Erde umgebenden Raumes in allen Richtungen die gleiche sein soll.

F. Steinhauser.

W. E. Knowles Middleton. Experiments with a telephotometer. The dependence of extinction coefficient upon wavelength. Gerlands Beitr. z. Geophys. 44, 358—375, 1935, Nr. 4. Es wird ein Telephotometer beschrieben, mit dem das Helligkeitsverhältnis zweier nahe beieinander gelegener Gegenstände gemessen werden kann. Da sich theoretisch eine Beziehung zwischen dem Extinktionskoeffizienten σ und dem Helligkeitsverhältnis zweier Flächen und ihrer Entfernung ableiten läßt, kann das Instrument zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten in der Horizontale verwendet werden. Im Hügelland um Toronto wurde mit Blau- (0,462 μ), Grün- (0,528 μ) und Rotfilter (0,636 μ) die Wellenlängenabhängigkeit der Extinktionskoeffizienten der Landluft untersucht. Bei Anordnung der mittleren Extinktionskoeffizienten nach wachsenden Gruppenmittelwerten von $\sigma = 0,0145$ (bei Rayleighscher Streuung in reiner Luft) bis 0,459 zeigt sich im Blau eine prozentuelle Abnahme des Extinktionskoeffizienten von 161,7 auf 112,8 %, im Grün eine Zunahme von 94 auf 100,3 % und im Rot von 44,2 auf 86,8 %. In erster Annäherung gilt eine Beziehung $\sigma = A \lambda^{-\alpha}$.

F. Steinhauser.

M. Paul. Der Rotationsmechanismus der Sonne und die Rotationsdauer des Sonnenkerns. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **44**, 376—398, 1935, Nr. 4. Schon der äußere Anblick der Sonne macht die Annahme vertikaler Zirkulationsströme in ihren äußeren Schichten wahrscheinlich. Da die Ionisation der Sonnenmasse gegen das Innere hin zunimmt, müssen die aufsteigenden Ströme stärker ionisiert sein als die absteigenden, und es resultiert ein elektropositiver nach außen gerichteter Konvektionsstrom, der im magnetischen Felde der Sonne beschleunigt wird und dabei wegen seiner materiellen Bindung die äußeren Sonnenmassen mitnimmt. Von diesen Vorstellungen ausgehend wird als Rotationsgesetz der Sonne für die Umlaufzeit der Sonnenschichten eines bestimmten Niveaus abgeleitet $\tau_{\vartheta} = 2\pi(\omega_0 + A \cos \vartheta + B \cos^2 \vartheta)$, wo ϑ die Breite bedeutet. Als siderische Rotationsdauer des in allen seinen Teilen wie ein starrer Körper mit gleicher Winkelgeschwindigkeit umlaufend angenommenen Sonnenkernes ergibt sich $\tau_0 = 2\pi\omega_0 = 34^d 188$. Zur Erklärung der radialen Zirkulationsströme der Sonne geht der Verf. von der Annahme aus, daß im Innern der Sonne transuranische Elemente von großer Radioaktivität vorhanden seien, deren Zerfallsprodukte von der Sonnenoberfläche nach außen abgeschleudert werden, wodurch die Sonne von einer materiellen und darüber hinaus von einer Elektronen-Zerfallshülle umgeben wird. Auf Grund dieser Anschauungen lassen sich die Erscheinungen der äußeren Sonne und besonders der Sonnenfleckentätigkeit erklären. *F. Steinhauser.*

Chr. Jensen. Zur Frage der Beziehungen zwischen den Haloerscheinungen und der Sonnentätigkeit. *S.-A. Himmelswelt* 1935, 13 S., Nr. 7/8. Es wird darauf hingewiesen, daß zur Entstehung von Halos das Vorhandensein genügend großer und geordneter Eiskristalle notwendig ist. Der Verf. empfiehlt daher besonders Beobachtungen der Cirrenform in Abhängigkeit von der Sonnentätigkeit und erörtert die Möglichkeiten des Zusammenhanges zwischen von der Sonne ausgehender Korpuskularstrahlung und Erzeugung von Kondensationskernen bzw. Wolkenbildung. Nach Besprechung der sehr zahlreichen Literatur, die die Kompliziertheit der Zusammenhänge zeigt, kommt er zur Ansicht, daß manches dafür zu sprechen scheint, daß starke Sonnentätigkeit für Halobildung ungünstig ist, warnt aber zugleich davor, aus zu kleinem statistischen Beobachtungsmaterial zu weitgehende Schlüsse zu ziehen. *F. Steinhauser.*

K. Kähler. Die atmosphärische Sicht und ihre Messung. *Naturwissenschaft.* **23**, 253—256, 1935, Nr. 16. Kurzer zusammenfassender Bericht über Definition, Theorie und Meßmethoden der horizontalen atmosphärischen Sichtweite. *Israël.*

E. G. Meyer. Mittelwerte der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Potsdam 1932 nach Registrierungen mit einer Kaliumzelle. *Strahlentherapie* **53**, 348—349, 1935, Nr. 2. Verf. teilt in relativen Einheiten die mit einer Kaliumzelle gemessene Sonnen- und Himmelsstrahlungsintensität mit. Außer der Gesamtstrahlung (Sonnen- und diffuse Himmelsstrahlung) zwischen 300 und 600 m μ werden die durch Filter ausgesonderten Bereiche im Gelb (540 bis 600 m μ) und Ultraviolett (300 bis 415 m μ unter Berücksichtigung des Reflexions- und Absorptionsverlustes der Filter wiedergegeben. *Nitka.*

Harald Lunelund. Über die Helligkeit in Finnland. *Meteorol. ZS.* **52**, 237—243, 1935, Nr. 7.

Ferdinand Steinhauser. Eintrittszeiten der täglichen Temperatur-extreme in verschiedenen Höhenlagen in den Ostalpen. *Meteorol. ZS.* **52**, 252—258, 1935, Nr. 7. *Scheel.*

A. C. Best. Transfer of heat and momentum in the lowest layers of the atmosphere. S.-A. Geophys. Mem. 7, 66 S., 1935, Nr. 8. *Dede.*

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Ionosphere Measurements during the Partial Eclipse of the Sun of February 3, 1935. *Nature* 135, 393—394, 1935, Nr. 3410. Ergebnisse von Messungen des Ionengehaltes während der partiellen Sonnenfinsternis am 3. Februar 1935 werden mitgeteilt. In Übereinstimmung mit Resultaten vom 31. August 1932 wird festgestellt, daß das ultraviolette Licht einen wichtigen Ionisierungsfaktor in den Zonen *E*, *M*, *F*₁ und *F*₂ darstellt.

Fritz Hänsch.

Arthur Adel, V. M. Slipher and E. F. Barker. The Absorption of Sunlight by the Earth's Atmosphere in the Remote Infrared Region of the Spectrum. *Phys. Rev. (2)* 47, 580—584, 1935, Nr. 8. Das Absorptionsspektrum der Erdatmosphäre, das durch Sonnenstrahlungsmessungen festgestellt worden ist, erstreckt sich von 5 bis 21 μ . Die langen Wellen reichen bis 13,5 μ . Dort liegt eine Grenze der Transmission, hervorgerufen durch die Energiequanten des Kohlendioxyds und in geringerem Maße auch durch Ozon. Die Absorptionsbanden des Kohlendioxydes fallen bei ungefähr 17 μ mit dem reinen Rotationsspektrum des Wasserdampfes zusammen.

Fritz Hänsch.

V. V. Šaronov (W. W. Scharonow). Daylight illumination under different conditions. *C. R. Leningrad* 1, 1935, Nr. 9; russisch S. 642—644, englisch S. 644—645. Mit Hilfe eines Luxometers einerseits und eines Keilphotometers andererseits werden die Helligkeiten gemessen, die auf eine horizontale Fläche fallen. Die Resultate werden diskutiert, indem Tage mit wolkenlosem Wetter und Tage unterschieden werden, an denen der Himmel mit Wolken bedeckt ist. Weiter wird das Beobachtungsmaterial daraufhin untersucht, ob eine Schneedecke lag oder nicht. Zum Schluß werden Messungen während der Dämmerung mitgeteilt.

Fritz Hänsch.

Schereschewsky. La loi de Rotation du soleil. La moindre dissipation de l'Énergie dans les Régimes permanents; son application à la circulation des grands milieux fluides naturels. *Journ. de phys. et la Radium (7)* 6, 27 S—23 S, 1935, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 367.] Beruhend auf dem Gesetz der Sonnenrotation wird die geringe Änderung der Energiezufuhr für größere Gebiete der Erde verantwortlich gemacht für die Großzirkulation. Dabei wird ausgegangen von den klassischen Theorien.

Fritz Hänsch.

E. O. Hulburt. Attenuation of Light in the Lower Atmosphere. *Journ. Opt. Soc. Amer.* 25, 125—130, 1935, Nr. 5. Bei Untersuchungen über die Abnahme des Lichtes in den unteren Atmosphärenschichten werden folgende Feststellungen gemacht. Von 3500 bis 5400 Å bei Entfernungen bis zu 6 km ist die Abnahme des Lichtes bei reiner Luft und Wasserdampf unter Vernachlässigung der wahren Absorption nur abhängig von der Molekularzerstreuung. Von 3000 bis 2000 Å tritt bei reiner Luft neben der Molekularzerstreuung Absorption auf, bedingt durch Sauerstoff; sie wächst mit abfallender Wellenlänge rasch an. Die Verminderung des Lichtes bei normaler klarer Luft über See ist wahrscheinlich bedingt durch den vorherrschenden Dunst und beträgt ein Zehntel bei einer Entfernung von 10 Seemeilen. Natürlicher Nebel vermindert das sichtbare Licht entweder gleichmäßig über das ganze Spektrum oder im Gelben, oder etwas weniger im roten als im blauen Licht, aber nicht genügend, um Weiß wahrnehmbar zu röten. Infrarotphotographien, die in einer Entfernung von 8 Seemeilen gemacht wurden, während

Dunst oder Nebel herrschte, zeigen Gegenstände in einer Entfernung von 0,5, 1,2, 4 und 8 Meilen, während Gegenstände nur in einer Entfernung von 0,5, 1,3 und 6 Meilen mit bloßem Auge gesehen werden konnten. *Fritz Hänsch.*

C. Hoffmeister. Über kometarische Störungen der oberen Atmosphärenschichten. Münchener Ber. 1934, S. 129—144, Nr. 2. Zusammengestellt werden Beobachtungsdaten über Leuchtstreifen am Nachthimmel und über Ionisationsstörungen nach Messungen Zennecks. Beide werden dahin zusammengefaßt, daß diese Störungen durch plötzliche Einbrüche von Staubmassen bedingt sind, Neigung dazu besteht zur Zeit kometarischer Sternschnuppenschwärme ohne Zusammenhang mit den Sternschnuppen selbst (im Gegensatz zu der Hypothese von Skelett). Leuchtstreifen und Ionisationsstörungen gehen auf dieselbe Ursache zurück. Kurven diesbezüglicher Tätigkeiten sind beigelegt und ihre Gesetzmäßigkeiten erörtert. Ferner wird eingegangen auf den Grad der Mitwirkung des Sonnenlichtes sowie auf das mögliche Spektrum der Leuchtstreifen nach Dufay. *Sättle.*

N. N. Kalitin. De l'intensité de la radiation du ciel pour $\lambda = 3292 \text{ \AA}$; 3595 \AA et 3944 \AA . C. R. Leningrad 2, 1935, Nr. 3/4; russisch S. 216—219, französisch S. 219—221. Um den von Mie aufgestellten Streuungseffekt in der Atmosphäre für den ultravioletten Teil der Strahlung des Himmels nachzuweisen, wurde die Strahlung des Himmels bei verschiedenem Sonnenstand photographisch photometriert. Mit einem Quarzspektrographen wurden die Wellenlängen 3292, 3595 und 3944 \AA herausgefiltert, bei denen nicht so viele Spektrallinien liegen. *Frerichs.*

D. Barbier, D. Chalonge et E. Vassy. Effet de la température sur le spectre d'absorption de l'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 91 S—92 S, 1935, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 374.] Da nach Ballonmessungen von E. und V. Regener 70 % des atmosphärischen Ozons sich in einer Höhe von über 29 km befindet, so ist infolge der in diesen Höhen herrschenden niedrigen Temperatur (etwa -60°C) das gleiche Aussehen des Absorptionsspektrums zu erwarten, das man im Laboratorium bei diesen Temperaturen erhält. Nach Wulff und Melvin sowie nach Lefèvre verschwinden im Absorptionsspektrum des O_3 bei -80° gewisse Banden, und die Kontraste erhöhen sich. Zum Vergleich der Absorptionskoeffizienten von atmosphärischem Ozon mit solchem im Laboratorium wurde zwischen ein Wasserstoffkontinuum und den Spektralapparat eine der atmosphärischen Schicht entsprechende Ozonsäule zwischengeschaltet. Die Koeffizienten des Atmosphärenozons wurden unter Berücksichtigung der molekularen Diffusion aus der optischen Dichte der Atmosphäre bestimmt. Als kontinuierlicher Hintergrund wurden A- und B-Sterne gewählt. Es wurden zwischen beiden Fällen Unterschiede außerhalb der Meßgenauigkeit gefunden. Die Kontraste im atmosphärischen Ozean sind größer als im Laboratorium, wie es die tiefe Temperatur erwarten ließ. *Ritschl.*

Ernst A. W. Müller. Die Schwächung extraterrestrischer Röntgenstrahlen in der Atmosphäre. ZS. f. Astrophys. 10, 52—55, 1935, Nr. 1. Die spektrale Schwächung ultraweicher extraterrestrischer Röntgenstrahlen in einer Atmosphäre homogener Zusammensetzung läßt sich unter bestimmten Annahmen über die Stratosphärentemperatur auf Grund der vorliegenden Ergebnisse über die Luftabsorption rechnerisch ermitteln. *Erwin Miehlnickel.*

E. V. Appleton. Temperature Changes in the Higher Atmosphere. Nature 136, 52—53, 1935, Nr. 3428. Die vorherrschende Meinung, daß in größeren Höhen eine konstante tiefe Temperatur von etwa 220° K vorhanden sei, wurde ins-

besondere 1922 erschüttert durch Beobachtungen von Lindemann und Dobson an Meteoronbahnen. Danach mußte schon bei 60 km Höhe wieder eine Temperatur herrschen wie am Erdboden. Später haben weitere Erscheinungen (Fortpflanzung akustischer Wellen, Vertikalverteilung des Ozons und auch unmittelbare Messungen mittels Pilotballons) die Ansicht von der höheren Temperatur der höheren Schichten bestärkt. Vollends aber gestützt ist diese Ansicht durch das Studium der täglichen und jährlichen Schwankungen in den oberen Schichten, beobachtet durch Radiomethoden. Diese Schwankungen in der Kenelly-Heaviside-Schicht und der darüber werden etwas ausführlicher besprochen. Verf. kommt zu dem Schluß, daß in einer Höhe von 300 km eine absolute Temperatur von 1200° K an Sommertagen herrschen müßte.

H. Ebert.

Adolphe Lepape et Georges Colange. Appareils de prise d'échantillons et d'étude de la composition de l'air de la stratosphère. C. R. 200, 1340—1342, 1935, Nr. 15. Ein neuer Apparat wird beschrieben, der es gestattet, mit Hilfe von unbemannten Ballonen Luftproben aus großen Höhen zur Erde herabzuholen. Die Zusammensetzung dieser stratosphärischen Luftproben wird im Laboratorium untersucht und hier mitgeteilt.

Fritz Hänsch.

Adolphe Lepape et Georges Colange. Sur la présence de la vapeur d'eau et de l'anhydride carbonique dans l'air de la stratosphère. C. R. 200, 2108—2110, 1935, Nr. 25. Aus den der Stratosphäre entnommenen Proben ist festgestellt, daß drei Gase, die am Erdboden mit den meteorologischen Bedingungen in ihrer Menge wechseln, in der Stratosphäre in überraschend hohem Maße gefunden werden: Ozon, CO₂ (wahrscheinlich durch Verbrennung von Staubteilchen) und Wasserdampf (wahrscheinlich sogar in übersättigtem Zustand).

H. Ebert.

R. Mügge. Energetik des Wetters. Meteorol. ZS. 52, 168—176, 1935, Nr. 5. Bei Durchrechnung des Strahlungshaushaltes der Atmosphäre zeigt sich, daß die Abkühlung der Atmosphäre durch die langwellige Strahlung mit der Höhe bis zu einer Zone stärkster Strahlungsabkühlung, die mit abnehmender Breite ansteigt und stärker ausgebildet wird, zunimmt. Dies verursacht eine derartige Temperatur- und Druckverteilung in der Atmosphäre, daß Zirkulationsenergien entstehen, die in den Tropen geringer, in den höheren Breiten aber stärker sind und besonders an der Stratosphärenengrenze zwischen 20 und 50° angehäuft werden. Diesem Kraftfeld wirkt das der Corioliskräfte entgegen. Mit viel größerer Veränderlichkeit, als es Strahlungsvorgänge tun, bringen aber thermodynamische Vorgänge (vertikaler Austausch) Wärmeänderungen in die Stratosphäre, lassen Kalt- oder Warmluftkörper entstehen, die sich dem Druckfeld entsprechend zu bewegen beginnen und Steig- bzw. Fallgebiete verursachen, vom oberen Druckfeld gesteuert, was für das Wandern des Wetters, für seine Stabilisierung oder Labilisierung von Bedeutung ist. Die Bewegungssteuerung des oberen Druckfeldes an sich kann aber nicht die eigentlichen wetterwirksamen Vorgänge, Vertikalbewegungen, die sich meist in Gleitbewegungen zeigen, bewirken. Diese kann auch die Feuchtlabilität nicht einleiten. Die Gleitbewegungen längs potentieller Isothermen werden von ungleicher Wärmezufuhr oder durch Änderungen des Druckfeldes durch von oben her aufgeprägte Steig- oder Fallgebiete verursacht.

F. Steinhilber.

A. Roschkott. Der Schirokko in Italien. Meteorol. ZS. 52, 190—191, 1935, Nr. 5. Der Schirokko setzt als Südostwind in mittleren Höhen ein, wo er meist auch die größten Geschwindigkeiten erreicht, und greift dann zum Boden hin durch. Es wird zwischen „trockenem“ (Tief im Mittelländischen Meer) und „feuchtem“

(Tief über Zentraleuropa) Schirokko unterschieden. Auf Grund von aerologischen Beobachtungen hat Eredia entsprechend den Windgeschwindigkeiten in verschiedenen Höhen vier Typen aufgestellt. Am häufigsten ist Schirokko im April und März, am seltensten im August. Die Daten stammen aus einer Arbeit von Eredia in *Annali del Ufficio Presagi Rom*, Band V. *F. Steinhauser.*

Ferdinand Steinhauser. Ein Beitrag zur Anwendung der beschreibenden Statistik in der Klimatologie. *Meteorol. ZS.* 52, 206—213, 1935, Nr. 6. Es wurde der Berechnungsvorgang der statistischen Charakteristiken einer Häufigkeitsverteilung (Durchschnittswert, Streuung, Schiefe, Exzeß) und ihr Zusammenhang mit der Brunsschen Reihenentwicklung erörtert und auf eine vergleichende Untersuchung der Statistik der täglichen Temperaturextreme im Hochgebirge (Sonnblick, 3106 m) und im Voralpengebiet (Kremsmünster, 384 m) angewendet. Das Koeppensche Maß der Asymmetrie wurde auch berechnet und mit der „Schiefe“ verglichen. Bemerkenswert ist, daß die Streuung der Maxima im Jahresgang sich nicht viel ändert und an beiden Stationen ziemlich gleich ist (größte Streuung auf dem Sonnblick 4,59° im Februar und kleinste 3,42° im Juni). Die Streuung der Minima ist im Winter größer und im Sommer kleiner als die der Maxima und im Hochgebirge größer als im Tiefland. Die Schiefe ist bei den Maxima und bei den Minima im Hochgebirge im Winter stark negativ und nähert sich im Sommer dem Werte Null. Im Tiefland ist die Schiefe bei den Minima ähnlich wie im Hochgebirge, bei den Maxima schwankt sie aber unregelmäßig um Null. Die Unterschiede werden zu erklären versucht. *F. Steinhauser.*

Fr. Koláček. Zur Frage des Ostseefrühlings. *Meteorol. ZS.* 52, 231—232, 1935, Nr. 6. Im Frühling bewirkt das schmelzende Eis der Ostsee, daß die Luft in der Umgebung der Ostsee abnormal kälter ist, während im Herbst dort die Temperatur übernormal hoch ist. Es bilden sich dabei oft selbständige Hochdruckgebiete im Gebiet dieser Ostsee-Bodenkaltluft. Ihr Einfluß läßt sich manchmal bis zum Thüringer Wald, bis Mähren und bis Krakau verfolgen. *F. Steinhauser.*

W. Storm van Leeuwen †, Joh. Booij, H. Israël und J. van Niekerk. Studien über die physiologische Wirkung des Föhns. 4. Mitteilung: Luftdruckschwankungen, Luftzusammensetzung und Föhn. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* 44, 400—439, 1935, Nr. 4. Weder luftelektrische Einflüsse, noch Luftdruckschwankungen können die physiologischen Einwirkungen des Föhns erklären. Bei den Aufzeichnungen der Luftdruckschwankungen in Perioden kleiner als 1 sec zeigte sich, daß es sich um die Eigenschwingungen des Registrierraumes handelte, die durch äußere Störungen (Wind) angeregt wurden. Die Anordnung eines abstimmbaren Variometers zur Messung der Luftdruckschwankungen mit Perioden von 1 sec bis 1/2 Stunde mit photographischer Registrierung, eines elektrischen Variographen, dessen Prinzip in den Kapazitätsänderungen eines Plattenkondensators liegt, zur Messung der Luftdruckschwankungen mit Perioden kleiner als 1 sec, und die elektrische Meßanordnung zur Bestimmung der Mikrostruktur des Windes werden beschrieben. Die Vermutung, daß durch Fremdgase die physiologische Wirkung des Föhns hervorgerufen wird, wurde auch nicht bestätigt. Es gelang aber, föhnkranke Menschen dadurch beschwerdefrei zu machen, daß man sie ausgewaschene Föhnluft atmen ließ. *F. Steinhauser.*

THE UNIVERSITY OF ILLINOIS AT CHICAGO



3 8198 318 724 034

